PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. 15. Dezember 1908. Redaktionsschluß für No. 1 am 14. Dezember 1908. 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

J. Stark, Weitere Bemerkungen über die thermische und chemische Absorption im Bandenspektrum. S. 889.

J. Stark, Über die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die optische Sensibilisation. S. 894.

C. Fritsch, Die Fraunhoferschen Linien des Thalliums und ein Versehen in Rowlands New table of standard wave-lengths. S. 900.

R. v. Hirsch, Über den Lichtdruck auf bewegte Flächen und die Mitführung des Lichts. S. 901.

W. Ritz, Über die Grundlagen der Elektrodynamik und die Theorie der schwarzen Strahlung. S. 903.

M. Laue, Das Zeemanphänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik. S. 907.

A. Gockel u. Th. Wulf, Beobachtungen über die Radioaktivität der Atmosphäre im Hochgebirge. S. 907.

J. Rautenkrantz, Verhalten der thermischen Meßgeräte bei Wechselströmen verschiedener Frequenz. S. 911.

H. Scholl, Die Justierung des Quadrantelektrometers. S. 915.

N. Russeltvedt, Eine neue Isolationsmethode. S. 920.

Vorträge und Diskussionen von der 80. Naturforscherversammlung zu Köln:

K. Scheel u. R. Schmidt, Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums. S. 921.

Vorträge und Reden:

F. Klein, Wissenschaft und Technik. S. 924.

Besprechungen:

J. B. Kuenen, Die Zustandsgleichung der Gase und Flüssigkeiten und die Kontinuitätstheorie. S. 927.

B. Weinstein, Thermodynamik und Kinetik der Körper. III. 1. 2. S. 928.

Personalien. S. 928.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Weitere Bemerkungen über die thermische und chemische Absorption im Bandenspektrum.

Von J. Stark.

I. Nachträge.

§ 1. Einleitung. — Die früher gegebenen theoretischen Darlegungen[1]) über den Energieumsatz im Bandenspektrum sind auf zwei Hypothesen basiert. Erstens wird angenommen, daß der Energieumsatz im Bandenspektrum (Emission, Absorption) durch das Plancksche Elementargesetz (Quantengesetz)[2]) geregelt wird. Zweitens wird angenommen, daß die Schwingungszentra des Bandenspektrums die negativen Valenzelektronen sind, welche abtrennbar an der Atomoberfläche liegen und in Verbindungen die Zentra der chemischen Valenz sind. Die neuartige hypothetische Grundlage meiner Ausführungen über das Bandenspektrum mag manchen veranlassen, sie von vornherein ohne Prüfung der theoretischen und experimentellen Konsequenzen abzulehnen. Und wenn ich es im folgenden unternehme, die Grundzüge der Theorie zu ergänzen und gegen Einwände sicher zu stellen, so bedarf dies wohl einer gewissen Entschuldigung. Diese möge man in den experimentellen Untersuchungen sehen, die von der Theorie veranlaßt und gefördert wurden. Einerseits gelang es nämlich durch eine Untersuchung[3]) über die Fluoreszenz und lichtelektrische Empfindlichkeit organischer Substanzen einen Zusammenhang zwischen ihrer Konstitution und der Lage ihrer Bandenspektra unterhalb λ 0,5 μ zu ermitteln. Andererseits förderte die Untersuchung des Doppler-Effektes bei Kanalstrahlen gewisse neue Erscheinungen[1]) zutage, welche als direkte experimentelle Bestätigung der Lichtquantenhypothese gedeutet werden können. Und im zweiten Teil der vorliegenden Mitteilung wird zum ersten Male eine Anwendung dieser Hypothese auf die Photochemie versucht, welche drei fundamentale photochemische Gesetze liefert. Endlich wird in der folgenden Abhandlung „über die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die optische Sensibilisation" auf Grund der Lichtquantenhypothese dargelegt, wie absorbierte Lichtquanten in die kinetische Energie von Molekülstrahlen durch Stoß verwandelt werden können; dieser Vorgang ist in gewissem Sinne die Umkehrung des von mir experimentell untersuchten Vorganges der Verwandlung kinetischer Energie von Atomstrahlen in Lichtquanten ihrer Resonatoren durch Stoß.

Es entspricht der fundamentalen Bedeutung eines so allgemeinen Prinzips, wie es die Lichtquantenhypothese ist, daß sie sowohl neue Erscheinungen voraussagen läßt als auch die Bedeutung bis jetzt nur wenig beachteter Vorgänge erkennen läßt. In dem gegenwärtigen Stadium, wo noch wenige Folgerungen der Lichtquantenhypothese experimentell geprüft sind, erscheint es sachgemäß, vorerst nur eine prinzipielle Orientierung über den reichen Inhalt des neuen Prinzips vorzunehmen und sich noch nicht in das theoretische Detail der einzelnen Erscheinungen zu verlieren. Hierzu wird erst dann Zeit sein, wenn die experimentelle Forschung

1) Diese Zeitschr. **9**, 85, 1908.

2) Die Bezeichnung „Quantengesetz" dürfte der Bezeichnung „Elementargesetz" vorzuziehen sein, da sie kürzer und treffender ist.

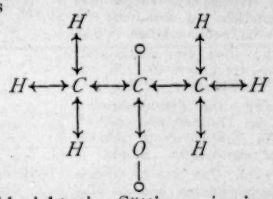
3) Diese Zeitschr. **9**, 481, 661, 1908.

1) Diese Zeitschr. **9**, 767, 1908.

einzelne sorgfältig ausgewählte Erscheinungen nach den neuen theoretischen Gesichtspunkten quantitativ analysiert hat.

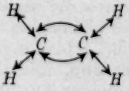
§ 2. Koppelung zweier Banden. — In der früheren Abhandlung (diese Zeitschr. **9**, 85, 1908) ist dargelegt, daß eine vollständige Bande eines Valenzelektrons aus einer nach längeren Wellen und einer nach kürzeren Wellen laufenden Bande besteht; sie entsprechen dem Schwingungsvorgang des Valenzelektrons bei der Rückkehr in seine Ruhelage auf seinem Atom oder im Moleküle; die kurzwellige Bande entspricht der Beschleunigung im Perihel, die langwellige Bande derjenigen im Aphel der Schwingungsbahn. Erteilt man darum dem Valenzelektron in Frequenzen der kurzwelligen Banden Energie durch Absorption von Lichtquanten, so kann in den damit in Gang gesetzten vollständigen Schwingungen nicht bloß im Perihel, sondern auch im Aphel, also nicht bloß in der kurzwelligen, sondern auch in der langwelligen Bande Energie wieder ausgestrahlt werden; es verteilt sich die in größeren Frequenzen absorbierte Energie bei der Emission auf kleinere Frequenzen. Dagegen kann sich die in einer Frequenz der langwelligen Bande absorbierte Energie, wie bereits A. Einstein[1]) dargelegt hat, vorausgesetzt, daß nur ein Lichtquantum absorbiert wurde, nicht in Energie einer größeren Frequenz verwandeln, sondern wird in der absorbierenden Frequenz wieder ausgestrahlt oder infolge von Zusammenstößen des tragenden Atoms oder Moleküls in ungeordnete thermisch-kinetische Energie verwandelt. Die Absorption des Lichtes in einer kurzwelligen Bande kann daher von einer Emission in der konjugierten langwelligen Bande begleitet sein; dagegen ist das Umgekehrte nicht möglich. Diese theoretische Folgerung konnte bei der Untersuchung[2]) der Fluoreszenz organischer Substanzen in der Tat bestätigt werden.

§ 3. Ungesättigte Valenzelektronen als Grenzfall gelockerter Elektronen, Doppelbindungen, die sogenannten Oxydspektra der Metalle. — In der früheren Abhandlung wurde die Größe a als Lockerungskoeffizient definiert gemäß der Gleichung $V_o = V_u\ (1 - a)$; hierin ist V_o bez. V_u die Arbeit, welche zur Abtrennung des gelockerten oder ungesättigten Valenzelektrons notwendig ist. Für den Grenzfall $a = 0$ wird $V_o = V_u$ und somit das Valenzelektron ungesättigt. In den früheren Abhandlungen habe ich dargelegt, daß das Auftreten von Absorption unterhalb $\lambda\ 0{,}5\ \mu$ bei organischen Verbindungen auf das Vorhandensein gelockerter Valenzelektronen zurückzuführen ist. Es ist leicht zu verstehen, daß unter Umständen auch bei organischen Substanzen die Zentren ultravioletter Absorption im Grenzfalle ungesättigte Valenzelektronen sein können. So dürften an der Carbonylgruppe in Aceton CH_3COCH_3 die Valenzelektronen lediglich als ungesättigt, nicht als gelockert zu betrachten sein; denn die Konfiguration des Moleküls



läßt wohl nicht eine Sättigung je eines Valenzelektrons von Sauerstoff und Kohlenstoff zu, bedingt aber keine wechselseitige Abstoßung zwischen den zwei ungesättigten Valenzelektronen.

Und an dieser Stelle möge eine Bemerkung eingeschaltet sein, welche durch eine lehrreiche Unterredung mit einem geschätzten chemischen Kollegen Herrn Professor M. Scholtz in Greifswald veranlaßt ist. Bei der Lektüre meiner früheren einschlägigen Mitteilungen mag man den Eindruck haben, als ob ich eine Doppelbindung zweier Atome durch je zwei Valenzelektronen aneinander grundsätzlich leugne. Dies ist indes nicht der Fall. Nach meinem Dafürhalten können sich bei entsprechender räumlicher Orientierung zwei-, drei- oder vierwertige Atome mit je zwei oder drei Valenzelektronen aneinander binden, und ich vermute, daß beispielsweise im Äthylen



und im Acetylen

derartige Fälle vorliegen. Dagegen mache ich bei denjenigen Doppelbindungen, welche im sichtbaren oder zugänglichen ultravioletten Spektrum Absorptionsbanden besitzen, die Annahme, daß in diesen Fällen die räumliche Konfiguration des Moleküls an je einem Valenzelektron von zwei Atomen eine wechselseitige Bindung durch positive Sphären nicht gestattet, sondern sie entweder ungesättigt läßt oder sie sogar infolge ihrer wechselseitigen Abstoßung lockert.

Endlich mag hier noch von einer Schwierigkeit die Rede sein, welche bisher der Theorie im Wege stand. Die Oxyde der Erdalkalien

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 144, 1905.
2) Diese Zeitschr. **9**, 661, 1908.

und anderer Metalle liefern in der Bunsen- oder Knallgasflamme Banden, die im ultravioletten und sichtbaren Spektrum liegen. Ziemlich allgemein hat man bis jetzt diese Banden als charakteristisch für die Verbindungen und demnach als Verbindungsspektra betrachtet. Nun aber können diese Verbindungen, jedenfalls wenn sie nur gesättigte Valenzelektronen enthalten, unterhalb λ 0,5 μ im sichtbaren Spektrum und im Anfang des Ultravioletts nach der Theorie keine Banden besitzen. In der Tat zeigen sie in diesem Gebiet des Spektrums keine Absorption. Ist darum die Theorie richtig, so können jene Emissionsbanden nicht den gesättigten Verbindungen angehören, sondern müssen andere Träger haben. Nun hat es W. N. Hartley[1]) in einer eingehenden kürzlich veröffentlichten Untersuchung zum mindesten sehr wahrscheinlich gemacht, daß jene zum Teil nach längeren Wellen laufenden Emissionsbanden nicht den Verbindungen, sondern den elementaren Atomen der Metalle selbst zuzueignen sind. Dies ist auch nach der Theorie möglich; über die Bandenspektra der ungesättigten Elektronen der Metallatome enthält nämlich meine erste Mitteilung folgenden Passus. „Was die metallischen Elemente betrifft, so wissen wir, daß die Ionisierungsspannung und darum wohl auch V_u ihrer ungesättigten Valenzelektronen kleiner ist als bei den metalloidalen Elementen. Wir dürfen darum für sie im photographierbaren Teil des Spektrums Banden erwarten, welche nach Rot abschattiert sind."

Mit dem Nachweis, daß die sogenannten Oxydspektra der alkalischen Erden der Metallatome selbst, nicht ihren Verbindungen zuzuschreiben sind, verschwindet zwar eine Schwierigkeit, welche bis jetzt für die Theorie bestand; indes bleibt vorderhand noch eine andere Schwierigkeit bestehen. Verdampft man nämlich die Haloide (Chloride) der Erdalkalien in der Bunsen- oder Kohlenoxydflamme, so beobachtet man im sichtbaren und zum Teil auch im ultravioletten Spektrum Banden, die nach Rot abschattiert sind und verschieden sind von den Metallbanden, welche die verdampften Oxyde liefern. W. N. Hartley[2]) ist geneigt, diese Banden den Haloiden selbst zuzueignen. Nach der Theorie können indes die Haloide in jenem Teil des Spektrums keine Banden besitzen, wie folgende Rechnung für Strontiumchlorid zeigen mag. Die Bildungswärme des (festen) Strontiumchlorids beträgt 184700 cal, hieraus berechnet sich als untere Grenze für die Wellenlänge seines Bandenspektrums der Wert $\lambda = 650\ \mu\mu$; in Wirklichkeit aber liefert $SrCl_2$ zwischen 392 und 403 $\mu\mu$ Banden. Ob hier tatsächlich ein Widerspruch gegen die Theorie vorliegt, oder ob die Haloidbanden nicht dem Haloid, sondern einer anderen Verbindung z. B. dem Chlorür bez. dem ungesättigten Valenzelektron desselben zuzuschreiben sind, muß die weitere experimentelle Analyse entscheiden.

§ 4. Ultraviolette Absorption gesättigter Valenzelektronen. — An früherer Stelle habe ich dargelegt, daß die Bandenspektra der gesättigten Valenzelektronen oberhalb λ 0,5 μ liegen. Die dortigen Ausführungen beziehen sich in erster Linie auf die Verbindungen metalloidaler Elemente in der organischen Chemie. Bei diesen ist die Bindung der Valenzelektronen an die eigenen Atome so intensiv, daß jedenfalls die kurzwelligen Banden der ungesättigten Elektronen im unzugänglichen Ultraviolett liegen. Es ist bei diesen Elementen V_u viel größer als V_g, wo V_g der energetische Wert der Bindung an ein anderes Atom ist. Bei den metallischen Elementen dagegen kann V_u von der Ordnung von V_g werden. Mit Bezug auf sie bedürfen meine früheren Ausführungen einer Ergänzung.

In diesen ist angenommen, daß das gesättigte Valenzelektron zusammen mit seinem eigenen Atom (V_u groß gegen V_g) in bezug auf ein anderes Atom oszilliert; das entsprechende Spektrum, dessen untere Grenze durch V_g bestimmt wird, liegt dann im Ultrarot. Nun aber ist denkbar, daß ein gesättigtes Valenzelektron gleichzeitig in bezug auf sein eigenes und in bezug auf das fremde bindende Atom verschoben oder in Oszillationen versetzt wird; die Arbeit V_m, die bei vollständiger Abtrennung des Valenzelektrons in diesem Falle geleistet wird, liegt zwischen $V_u + V_g$ und V_u. Die untere Grenze des Spektrums, das bei der Rückkehr des gesättigten Elektrons durch Verwandlung dieser Arbeit ausgestrahlt werden kann, liegt noch weiter im Ultraviolett als die untere Grenze des Spektrums des ungesättigten Elektrons, die ja durch V_u allein bestimmt wird. Nach dem Vorstehenden besitzen also gesättigte Valenzelektronen außer einem ultraroten Spektrum, welches der relativen Bewegung der Atome im Molekül entspricht, noch ein ultraviolettes Spektrum, welches der relativen Bewegung eines gesättigten Valenzelektrons in bezug auf sein Molekül entspricht. Indem ein gesättigtes Valenzelektron in seinem ultravioletten Spektrum eine Energie absorbiert, welche gleich oder größer ist als V_m, kann es als langsamer Kathodenstrahl sein Molekül verlassen; dieses erhält hierbei eine positive Ladung und mag in vielen Fällen auch chemisch dissoziieren.

Die Spektra der ungesättigten Elektronen (λ aus V_u) können nach längeren Wellen (λ aus

1) W. N. Hartley, Trans. Dublin Soc. **9**, 85, 1908.
2) W. N. Hartley, Proc. Roy. Soc. **79**, 249, 1907; Trans. Dublin Soc. **9**, 85, 1908.

$V_o < V_u$) verschoben werden, indem die Elektronen durch den Konfigurationszwang einer chemischen Verbindung gelockert werden; sie können in entgegengesetzter Richtung nach kürzeren Wellen (λ aus $V_m > V_u$) verschoben werden, indem sie gesättigt werden; gleichzeitig gewinnen sie im zweiten Falle ultrarote Spektra (λ aus V_g).

—

§ 5. Thermische Absorption des Lichtes im Bandenspektrum. — Es mag auf den ersten Blick den Anschein haben, als ob die hier vertretene chemische Theorie des Bandenspektrums die Verwandlung von Licht, das in diesem absorbiert wird, in ungeordnete thermisch-kinetische Energie ausschlösse. Dies ist indes nicht der Fall. Solange die von dem einzelnen gelockerten, ungesättigten oder gesättigten Valenzelektron durch Absorption aufgenommene Schwingungsenergie kleiner ist als V_o, V_u oder V_m bez. V_g, kann eine Abtrennung des Elektrons bez. Dissoziation der Atome nicht eintreten; es wird dann die absorbierte Lichtenergie entweder wieder ausgestrahlt oder bei Zusammenstößen des tragenden Moleküls mit anderen Molekülen in thermisch-kinetische Energie verwandelt. In diesem zweiten Falle werden die zusammenstoßenden Moleküle durch die schwingenden Valenzelektronen, die Lichtenergie aufgenommen haben, mit größeren Geschwindigkeiten, also größerer kinetischer Energie auseinander getrieben, als sie vor dem Zusammenstoß hatten. In diesem Falle, dem Falle thermischer Absorption, ist die Schwächung, welche die Intensität eines Lichtbündels beim Durchgang durch ein Aggregat von absorbierenden Molekülen erfährt, größer als im ersten Falle, wo eine Verwandlung von Strahlungsenergie in eine andere Energieform nicht erfolgt.

Die Stärke der thermischen Absorption des Lichtes (Verwandlung von Lichtenergie in thermisch-kinetische Energie der Moleküle), sei es im Linien- oder im Bandenspektrum, ist nach dem Vorstehenden abhängig von der Zahl der Zusammenstöße; sie ist um so größer, je größer diese Zahl ist, also je größer beispielsweise der Druck in einem absorbierenden Gase ist. Und Konstanz der Zahl der absorbierenden Moleküle in dem durchstrahlten Volumen vorausgesetzt, hängt die Stärke der thermischen Absorption nicht von dem Partialdruck der absorbierenden Gaskomponente in einem Gemisch ab, sondern von dem Totaldruck, da von diesem die Zahl der Zusammenstöße abhängt.

Diese Folgerung über die thermische Absorption in einem Bandenspektrum steht in Übereinstimmung mit Beobachtungen von fundamentaler Bedeutung, welche kürzlich K. Ångström[1]) mitgeteilt hat. Er hat nämlich für das ultrarote Bandenspektrum von Gasen folgende Resultate erhalten. „1. Das Beersche Gesetz gilt im allgemeinen nicht für Gase. 2. Wird einem bestimmten Gas von bestimmtem Volumen ein fremdes Gas zugesetzt, das nicht chemisch auf das erstere einwirkt, so nimmt das Absorptionsvermögen bei dem ersteren Gase zu."

In der nachstehenden Mitteilung „über die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die optische Sensibilisation" ist der Mechanismus der thermischen Absorption genauer analysiert und speziell sind die Wirkungen ihrer ersten Phase, der Emission von Atomstrahlen infolge von Lichtabsorption, diskutiert.

Durch den chemischen Prozeß der Wiederanlagerung von Valenzelektronen kann in deren Bandenspektrum Licht emittiert werden, indem die Energie V_g, V_o, V_u oder V_m frei wird. Es kann aber auch, wie auf Grund der gemachten Ausführungen leicht zu sehen ist und wie nur erwähnt sein mag, thermisch-kinetische Energie der Moleküle in oszillatorische Energie ihrer Valenzelektronen verwandelt werden, oder es ist mit anderen Worten auch eine thermische Strahlung im Bandenspektrum gemäß dem Kirchhoffschen Gesetz möglich, wie sie F. Paschen[2]) für das ultrarote Bandenspektrum der Kohlensäure bereits experimentell nachgewiesen hat.

II. Anwendung der Lichtquantenhypothese auf die Photochemie.

§. 6. Primäre und sekundäre photochemische Reaktionen. — Im nachstehenden werden die Konsequenzen aus der fundamentalen Hypothese gezogen, daß die direkte chemische Wirkung des Lichtes in einer Lösung von Valenzelektronen aus ihrer Bindung besteht, die dadurch veranlaßt wird, daß an einzelnen Valenzelektronen gemäß dem Quantengesetz mehr Licht absorbiert wird, als die Bindungsenergie der Valenzelektronen beträgt. Ist nämlich die von einem gelockerten, ungesättigten oder gesättigten Elektron in einer Frequenz seines Bandenspektrums absorbierte oszillatorische Energie größer als V_o, V_u oder V_m bez. V_g, so kann eine Lösung des Elektrons aus seiner Bindung erfolgen, indem bei Aufhebung der Bindung die absorbierte Lichtenergie in potentielle chemische Energie verwandelt wird. Es liegt dann der Fall der chemischen Absorption des Lichtes vor.

Wird bei der chemischen Absorption von dem Licht an einem ungesättigten Elektron die Arbeit V_u, an einem gelockerten Elektron die

1) K. Ångström, Arkiv f. Mat., Astron. och Fys. **4**, No. 30, 1908.
2) F. Paschen, Wied. Ann. **51**, 1, 1894.

Arbeit V_o, an einem gesättigten Elektron die Arbeit V_m geleistet, so verläßt das Elektron als Kathodenstrahl den positiv zurückbleibenden Atom- oder Molekülrest; es hat Ionisierung durch Licht statt. Diese sei hier, wie schon an früherer Stelle, als eine chemische Reaktion betrachtet. Wird die Arbeit V_ε von dem Licht an einem gesättigten Elektron geleistet, so wird die von ihm bewerkstelligte Bindung des eigenen Atoms an ein fremdes Atom aufgehoben und damit eine partielle oder totale Dissoziation der zwei Atome voneinander bewirkt. Diese Dissoziation zweier Atome an einer Bindungsstelle und jene Abtrennung eines Valenzelektrons von seinem Atom seien direkte primäre photochemische Reaktionen genannt, da sie direkt durch die Absorption des Lichtes an einem einzelnen Valenzelektron bewirkt werden.

Nachdem durch die Lichtabsorption die Ionisierung eines Atoms oder Moleküls oder die Lösung zweier Atome an einer Bindungsstelle bewirkt und dadurch potentielle Energie geschaffen ist, können sich an die primäre photochemische Reaktion chemische Reaktionen — sie seien sekundär genannt — anschließen, an denen die Lichtabsorption nicht mehr beteiligt ist. Diese sekundären Reaktionen bei photochemischen Prozessen können ebenso mannigfaltiger Natur sein wie die chemischen Reaktionen im Dunkeln überhaupt.

Nach erfolgter primärer Reaktion mag unter Umständen das abgetrennte Elektron wieder in seine Bindung zurückkehren oder es mag sich die gelöste Bindung zwischen zwei Atomen wieder herstellen; ist jedoch in unmittelbarer Nähe der Dissoziationsprodukte der Lichtreaktion ein anderes Molekül (z. B. H_2O bei Gasreaktionen) vorhanden, das mit einem Dissoziationsprodukt in ein, wenn auch nur lockeres Bindungsverhältnis tritt, so wird verhindert, daß die Lichtreaktion sofort wieder rückläufig wird, und die Dissoziationsprodukte werden für spätere sekundäre Reaktionen konserviert. Diese Bemerkung gilt sowohl für die direkten als auch für die weiter unten charakterisierten indirekten photochemischen Reaktionen.

Außer den photochemischen Reaktionen, die dadurch veranlaßt sind, daß absorbierte oszillatorische Energie direkt in potentielle chemische Energie verwandelt wird, sind auf Grund der Lichtquantenhypothese noch indirekte photochemische Reaktionen möglich. Wie nämlich in der nachstehenden Mitteilung dargelegt wird, besteht die erste Phase der thermischen Absorption in der Erzeugung von Atom- oder Molekülstrahlen; diese können dann durch ihren Stoß Verbindungen dissoziieren und dadurch weitere sekundäre Reaktionen veranlassen. Die theoretische Begründung dieser indirekten oder thermophotochemischen Reaktionen kann erst in der nachstehenden Mitteilung gegeben werden. Aus diesem Grunde sei hier lediglich von den direkten photochemischen Reaktionen die Rede.

§ 7. Gesetze der primären photochemischen Reaktionen. — Nach dem Vorstehenden setzt sich eine direkte photochemische Reaktion im allgemeinen Fall aus einer primären durch die Lichtabsorption bewirkten Reaktion und aus sekundären vom Licht nicht beeinflußten Reaktionen zusammen. Die Aufgabe der experimentellen Analyse ist es, in dem zumeist komplizierten Einzelfall die zwei Reaktionen zu trennen. Hier interessieren uns nur die Gesetze der direkten primären photochemischen Reaktion; sie lassen sich leicht aus unserer fundamentalen Hypothese ableiten.

Erstes Gesetz. Da die Frequenzen eines Valenzelektrons allein durch das einzelne Atom oder Molekül, dem es angehört, bedingt werden und da die Absorption des Lichtes an einzelnen Elektronen nach Maßgabe des Quantengesetzes erfolgt, so ist die primäre photochemische Reaktion streng monomolekular.

Zweites Gesetz. Bis zu etwa 1000^0 ist die mittlere kinetische Energie des Moleküls eines Körpers gemäß seiner absoluten Temperatur (bei 1000^0 $\varepsilon = 2{,}02 \cdot 10^{-13}$ Erg) klein verglichen mit der Energie eines Lichtquantums für eine Frequenz des sichtbaren oder ultravioletten Spektrums (für $\lambda = 450\ \mu\mu$ $\varepsilon = 4{,}4 \cdot 10^{-12}$ Erg); aus diesem Grund ist in diesem Teil des Spektrums eine primäre photochemische Reaktion in weiten Grenzen nahezu unabhängig von der Temperatur des absorbierenden Körpers. Dagegen können die auf die primären folgenden sekundären Reaktionen als Dunkelreaktionen von der Temperatur beeinflußt werden.

Drittes Gesetz. Die in der Zeiteinheit durch chemische Lichtabsorption primär umgewandelte Stoffmenge ist proportional der Intensität des wirksamen Lichtes, oder die primär umgewandelte Stoffmenge ist proportional der Menge des absorbierten wirksamen Lichtes. Denn einerseits ist die umgewandelte Stoffmenge, andererseits die Zahl der absorbierten Lichtquanten proportional der Zahl von Valenzelektronen, welche in einer Frequenz eine Lichtmenge absorbieren, die energetisch gleich oder größer ist als ihre Bindungsenergie.

Die vorstehenden auf theoretischem Wege abgeleiteten Gesetze scheinen durch die Erfahrung bestätigt zu werden. Wie die experimentelle Untersuchung ergeben hat, ist die Größe des lichtelektrischen Effektes (Abtrennung ungesättigter oder gelockerter Elektronen) unabhängig von der Temperatur und proportional der Lichtintensität. Und über photochemische Reaktionen, die mit einer Umwandlung von Molekülen verbunden sind, formuliert R.

Luther[1]) in seinem Vortrag auf der letzten Versammlung der Bunsen-Gesellschaft folgende allgemeine Sätze. „Während bei der Dunkelreaktion die Geschwindigkeit für je 10^0 um 100 bis 200 Proz. wächst, beträgt bei Lichtreaktionen dieses Wachstum nur etwa 5—20 Proz." „Die photochemische Geschwindigkeit G_{hell} ist proportional der pro Zeiteinheit vom lichtempfindlichen Stoffe (A) absorbierten Lichtenergie (L_A)."

1) R. Luther, Zeitschr. f. Elektroch. **14**, 445, 1908.

(Eingegangen 20. Oktober 1908.)

Über die zerstäubende Wirkung des Lichtes und die optische Sensibilisation.

Von J. Stark.

§ 1. Die bis jetzt vorliegenden Beobachtungen über die zerstäubende Wirkung des Lichtes. — Der lichtelektrische Effekt (Hallwachs-Effekt) besteht, wie als bekannt angenommen werden darf, darin, daß die Absorption des Lichtes in gewissen Körpern die Emission negativer Elektronen (sekundärer Kathodenstrahlen) veranlaßt, deren maximale Geschwindigkeit in einem Zusammenhang mit der Frequenz der absorbierten Wellenlängen steht. Es sei ausdrücklich bemerkt, daß dieser Effekt nicht mit dem „Zerstäubungs-Effekt" gemeint ist, von dem hier die Rede sein soll. Der lichtelektrische Effekt läßt nämlich die Masse oder Molekülzahl des absorbierenden Körpers ungeändert; würde dagegen die Absorption des Lichtes in einem festen oder flüssigen Körper die Emission von neutralen oder elektrisch geladenen Molekülen oder Atomen in den angrenzenden Gasraum veranlassen, so würde dadurch die Masse oder Molekülzahl des absorbierenden Körpers sich verringern, und wir könnten diesen Vorgang als Zerstäubung bezeichnen.

Im Jahre 1889 teilten Ph. Lenard und M. Wolf[1]) Beobachtungen mit, welche sie als Zerstäubung in dem eben charakterisierten Sinne deuteten. Sie ließen längere Zeit ultraviolettes Licht durch Quarzfenster hindurch auf Goldblätter fallen und blendeten gewisse Partien derselben durch Streifen aus Glas oder Zinnfolie ab; ferner ließen sie eine blanke Kupfer- und Silberfläche aneinandergrenzen und belichteten nur das Kupfer bis zur Grenzlinie, während das Silber beschattet blieb. Sie faßten ihre Resultate in folgenden Sätzen zusammen: „Bei allen diesen Apparaten waren nach der Belichtung in der Bogenlampe, die ca. 50 Stunden dauerte, im wesentlichen zwei verschiedene Wirkungen zu bemerken: 1. Dort, wo die Schichten ultraviolettes Licht erhalten hatten, war im reflektierten Lichte ein Matt- oder Rauhwerden der Oberfläche zu konstatieren, die Quarze und Stege also abgebildet. Im durchgehenden Licht sah man nichts verändert. Dort, wo die Schichten kein ultraviolettes Licht erhalten hatten (es waren auch Glasstege angebracht), war kein Rauherwerden der Oberfläche eingetreten, sondern sie hatte ihr ursprüngliches Aussehen bewahrt. Bei der kreisförmigen Goldplatte waren die Stellen, wo der Quarz selbst durch die Drähte von außen beschattet war, als unverändert gebliebene Striche abgebildet, während die übrigen Teile mit Staub bedeckt waren. 2. Die Grenze zwischen Kupfer und Silber war etwas gewandert, und zwar hatte sich das bestrahlte Kupfer auf die Seite des unbestrahlten Silbers hinübergezogen."

In späteren Versuchen ließ Ph. Lenard[1]) auf eine berußte Fläche im Vakuum durch die Maschen eines ihr gegenübergestellten Drahtnetzes hindurch ultraviolettes Licht fallen; „am Ende einer längeren Versuchsreihe fand sich ein Abbild des Netzes E auf der Rußfläche U, die Maschen des Netzes heller, die Drähte dunkler schattiert".

So nahe es auch liegt, die vorstehenden Beobachtungen im Sinne einer Zerstäubung der belichteten Körper zu deuten, so scheint doch durch sie der Zerstäubungs-Effekt des Lichtes nicht einwandfrei nachgewiesen zu sein. Es ist nämlich möglich, daß die optische Veränderung der belichteten Oberflächen durch eine chemische Reaktion zwischen der Oberfläche und dem umgebenden Gas oder durch eine molekulare Umlagerung (allotrope Modifikation) in dem belichteten Körper veranlaßt war. Man darf dabei nicht darauf sich berufen, daß derartige Reaktionen oder Umlagerungen nicht im Dunkeln beobachtet wurden. Es können nämlich die Reaktionen im Licht von den Dunkelreaktionen[2]) prinzipiell verschieden sein.

Neuerdings haben indes H. Rubens und E. Ladenburg[3]) Beobachtungen gemacht, durch welche die Wahrscheinlichkeit, daß der Zerstäubungseffekt des Lichtes existiert, mindestens größer geworden ist. Sie bestrahlten ein sehr dünnes Goldblatt in einem hohen Vakuum mit dem ultravioletten Licht einer Quecksilberlampe aus Quarzglas und beobachteten den lichtelektrischen Effekt vor und hinter dem Goldblatt. „Es zeigte sich, daß der Effekt nach hinten bei diesem dünnen Goldblättchen nach längerer Benutzung ständig zunimmt. Dies hat seinen Grund

1) Ph. Lenard und M. Wolf, Wied. Ann. **37**, 443, 1889.

1) Ph. Lenard, Ann. d. Phys. **12**, 490, 1903.

2) Vgl. R. Luther, Zeitschr. f. Elektroch. **14**, 445, 1908.

3) H. Rubens und E. Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 749, 1907.

in einer ziemlich starken Zerstäubung des Blättchens, welche so bedeutend werden kann, daß man nach vorsichtigem Herausnehmen des Ringes B mit bloßem Auge erkennt, daß das Goldblättchen an vielen Stellen dünner geworden ist. Auch zeigten die umgebenden Metallteile einen Beschlag von zerstäubtem Gold."

Der Zerstäubungseffekt des Lichtes muß, wenn er existiert, als eine neue eigenartige Wirkung des Lichtes betrachtet werden. Im Hinblick auf seine theoretische Bedeutung müssen die Beobachtungen, welche auf seine Existenz schließen lassen, mit großer Vorsicht geprüft werden. Und so wahrscheinlich es auch ist, daß in den Beobachtungen von Rubens und Ladenburg in der Tat die neue Wirkung des Lichtes vorliegt, so kann ihr Nachweis doch noch nicht als gesichert gelten. In diesen Beobachtungen diente nämlich das Goldblättchen als Kathode des lichtelektrischen Stromes zwischen ihm und einer ihrer Vorder- oder Hinterseite gegenübergestellten Anode. Wenn nun auch hierbei die Verdünnung des Gases sehr weit getrieben war, so dürfte doch die Möglichkeit nicht ausgeschlossen gewesen sein, daß die sekundären Kathodenstrahlen, die im elektrischen Kraftfeld beschleunigt wurden, im Gasraum durch Stoß positive Ionen erzeugten, die dann im elektrischen Kraftfeld zu Kanalstrahlen (positiven Atomstrahlen) wurden und als solche beim Auftreffen auf das Goldblättchen dieses zerstäubten; die beobachtete Zerstäubung wäre dann nicht eine direkte Wirkung des Lichtes, sondern eine Wirkung der Kanalstrahlen [1]) gewesen. Es erscheint darum wünschenswert, daß die Beobachtungen von H. Rubens und E. Ladenburg in der Weise wiederholt werden, daß ein elektrisches Kraftfeld von dem belichteten Goldblättchen ausgeschlossen und dessen Dünnerwerden auf optischem Wege nachgewiesen wird.

Gemäß dem Vorstehenden ist die Sachlage folgende: Nach den Beobachtungen von Ph. Lenard und M. Wolf, H. Rubens und E. Ladenburg ist die Existenz des Zerstäubungseffektes wahrscheinlich, aber nicht sicher erwiesen. Wie im nachstehenden dargelegt wird, ist die Existenz dieses Effektes auf Grund der Lichtquantenhypothese zu erwarten.

§ 2. Theorie der zerstäubenden Wirkung des Lichtes. — Für die von ihnen vermutete Zerstäubung des Quarzes durch Licht deuten Ph. Lenard und M. Wolf folgenden Erklärungsversuch an. „Vielleicht steht die Wirkung des ultravioletten Lichtes auf einen so wenig absorbierenden Körper mit dem von Warburg und Tegetmeyer fast erwiesenen Vorhandensein einer kleinen Menge von kieselsaurem Natron im Quarz im Zusammenhang. Diese glasartige Verbindung absorbiert wohl Ultraviolett, ihre Moleküle, die sich im Quarz wie in einer Lösung verteilt befinden, müßten daher auch durch die Bestrahlung in Bewegung gesetzt werden und könnten sich so sehr wohl als Staub aus dem Quarz entfernen. Daß Spuren absorbierender Körper in einer großen Menge indifferentem Lösungsmittel verteilt, durch Bestrahlung in heftige Schwingungen versetzt werden können, beweisen die phosphoreszierenden Körper, von denen in vielen Fällen nachgewiesen worden ist, daß sie solche äußerst verdünnte Gemenge sind."

Die vorstehende Erklärung der zerstäubenden Wirkung des Lichtes, so plausibel sie auch früher erscheinen mußte, dürfte indes in qualitativer und vor allem in quantitativer Hinsicht bei dem gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse nicht befriedigen. Es herrscht heute ziemlich allgemeine Übereinstimmung darüber, daß die Zentren der Emission und der Absorption des Lichtes negative Elektronen sind; in erster Linie werden diese, nicht die Moleküle direkt von den elektromagnetischen Wellen beschleunigt. Dann erklärt jener Versuch nicht, warum die zerstaubten Moleküle eine so große kinetische Energie annehmen, daß sie die Arbeit beim Austritt aus der Oberfläche des festen Körpers leisten können; endlich bleibt unerklärt, warum nur die kleinen, nicht auch die großen Wellenlängen einen sie absorbierenden Körper zerstäuben. Die Antwort auf diese Fragen kann indes durch folgende Überlegungen gewonnen werden.

An die Spitze der vorliegenden theoretischen Bemerkungen ist als Ausgangspunkt das Quantengesetz zu stellen, nach welchem die von einem elektromagnetischen Resonator aufgenommene oder abgegebene oszillatorische Energie (ε) ein ganzzahliges Vielfaches ($z = 0, 1, 2 \ldots$) eines für die betreffende Frequenz $\left(n = \frac{c}{\lambda}\right)$ charakteristischen Elementarquantums (hn) ist, wo $h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ erg·sec eine universelle Konstante bedeutet. Als elektromagnetischen Resonator betrachten wir ein negatives Elektron, welches im Verband eines neutralen oder positiven Atoms oder Moleküls vorkommt; das Atom oder Molekül ist der Träger des elektromagnetischen Resonators, der oszillatorische Energie aufzunehmen oder abzugeben vermag. Welcher Art die Bindung zwischen dem Resonator (negativen Elektron) und seinem Träger ist, kommt für das Weitere nicht in Betracht, sondern nur die Annahme einer solchen Bindung.

An zweiter Stelle haben wir bestimmte Voraussetzungen zu machen über die Transformationen von Energie bei der Aufnahme oder

1) Vgl. J. Stark, Zeitschr. f. Elektroch. 14, 752, 1908.

Abgabe oszillatorischer Energie durch unseren gebundenen Resonator. Die Aufnahme von oszillatorischer Energie kann in zweierlei Weise erfolgen: erstens kann der Resonator einer über ihn hinwegziehenden elektromagnetischen Welle bei Resonanz durch Absorption Energie entziehen; zweitens kann er durch den Zusammenstoß seines Trägers mit einem anderen Moleküle einen Teil von deren kinetischer Energie in oszillatorischer Form in sich aufnehmen, wie aus den Beobachtungen[1]) über den Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen zu folgern ist. Ebenso kann die Abgabe von oszillatorischer Energie von seiten des Resonators in zweierlei Weise vor sich gehen: erstens kann der gebundene Resonator seine oszillatorische Energie in Form einer elektromagnetischen Welle ausstrahlen, wie aus der Tatsache der Emission folgt; zweitens kann beim Zusammenstoß seines Trägers mit einem anderen Moleküle seine oszillatorische Energie in kinetische Energie der Träger (Moleküle) sich verwandeln, wie hypothetisch angenommen oder aus der Tatsache der Wärmewirkung des Lichtes gefolgert werden mag. Die chemische Absorption des Lichtes (vgl. die vorhergehende Mitteilung) und ebenso die thermische Absorption an freien Elektronen sei hier außer Betracht gelassen und ausschließlich die wechselweise Transformation von oszillatorischer Energie gebundener Resonatoren (negativer Elektronen) und von kinetischer Energie ihrer Träger (Atome, Moleküle) diskutiert.

Aus der Kombination der zwei gemachten Voraussetzungen seien nunmehr Folgerungen gezogen. Im Vorbeigehen sei zunächst folgender Hinweis gegeben. Da sich einerseits die ungeordnete thermisch-kinetische Energie der Moleküle bei Zusammenstößen in oszillatorische Energie der an sie gebundenen Resonatoren, andererseits deren oszillatorische Energie bei Zusammenstößen ihrer Träger in kinetische Energie derselben zu verwandeln vermag, so muß in einem energetisch abgeschlossenen Volumen (bei Ausschluß potentieller Energie) ein Gleichgewichtszustand sich herstellen in der Verteilung der transformierbaren Energie auf die möglichen Frequenzen der Resonatoren und auf die möglichen Geschwindigkeiten ihrer Träger. Berechnet man die Verteilung unter der Annahme, daß die wirkliche Verteilung die wahrscheinlichste sei, so hat man hierbei das Quantengesetz zu berücksichtigen[2]).

Die Verwandlung von Lichtenergie in Wärme bei der Absorption durch gebundene Elektronen zerfällt nach unseren Voraussetzungen in den Vorgang der Absorption der in einer bestimmten Richtung strömenden Lichtenergie durch gebundene Resonatoren und in den Vorgang der Verwandlung oszillatorischer Resonatorenenergie in ungeordnete kinetische Energie der Moleküle bei deren Zusammenstößen. Zwischen dem Moment der Absorption einer gewissen Menge strahlender Energie und der Erreichung eines stationären Zustandes in der Verteilung derselben in die ungeordnete kinetische Form, entsprechend einer bestimmten Temperaturerhöhung, vergeht eine gewisse Zeit. In den Anfang dieser Zeit, in die erste Phase dieser Umwandlung strahlender Energie, fällt der Zerstäubungseffekt des Lichtes. Hat nämlich ein Resonator aus der über ihn hinwegziehenden elektromagnetischen Welle die Energiemenge $zhn = zh\frac{c}{\lambda}$ in oszillatorischer Form, speziell ein Lichtquantum ($z = 1$), aufgenommen, so kann bei einem Zusammenstoß seines Trägers mit einem anderen Molekül entweder keine Verwandlung von oszillatorischer in kinetische Energie erfolgen, oder es muß gemäß dem Quantengesetz gleich die ganze Energiemenge hn in kinetische Energie der zwei zusammenstoßenden Moleküle transformiert werden. Nimmt nur das eine Molekül diese Energie auf, so beträgt seine kinetische Energie nach dem Zusammenstoß $\frac{1}{2}mv^2 = hn$, wenn die kinetische Energie der Moleküle vor dem Zusammenstoß als klein neben jener vernachlässigt werden darf. Oder mit anderen Worten: hat der elektromagnetische Resonator eines Moleküls die elektromagnetische Energie hn absorbiert, so kann unmittelbar nach dem Zusammenstoß seines Trägers im Maximum an einem einzelnen Molekül die kinetische Energie $\frac{1}{2}mv^2 = hn$ auftreten. Die Geschwindigkeit v kann offenbar alle möglichen Richtungen in bezug auf die Strahlrichtung des absorbierten Lichtes haben. Hat nun die Absorption des Lichtes in der Oberfläche eines festen oder flüssigen Körpers statt und ist die Richtung von v von der Oberfläche weg nach dem angrenzenden Gasraum zu orientiert, so wird das Molekül, welches infolge der Lichtabsorption die kinetische Energie $\frac{1}{2}mv^2 = hn$ gewonnen hat, aus der Oberfläche des Körpers herausfliegen und in den angrenzenden Gasraum übertreten, wenn $\frac{1}{2}mv^2$ größer ist als die Arbeit, welche beim Austritt aus der Oberfläche entgegen anziehenden Kräften zu leisten ist. Und indem in dieser Weise viele Moleküle des absorbierenden festen oder flüssigen Körpers dank der durch Lichtabsorption gewonnenen kinetischen Energie unmittelbar nach den ersten Zusammenstößen aus der Körperoberfläche her-

1) Diese Zeitschr **9**, 767, 1908.
2) Vgl. M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, Leipzig 1906; A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 132, 1905; **20**, 199, 1906.

austreten, bevor ihre große kinetische Energie thermodynamisch auf viele kleinere Geschwindigkeiten verteilt wird, hat eine Verringerung der Zahl der Moleküle und somit der Masse des absorbierenden Körpers statt, oder mit anderen Worten eine Zerstäubung der dünnen absorbierenden Oberflächenschicht. Insofern die hierbei aus der absorbierenden Oberfläche herausfliegenden Moleküle eine größere Geschwindigkeit besitzen, als der Temperatur der unmittelbaren Umgebung entspricht, kann man jenen Vorgang auch als eine Emission von Atomstrahlen [1]) (Molekülstrahlen) infolge von Lichtabsorption bezeichnen, wobei die emittierten materiellen Strahlen elektrisch neutral oder positiv geladen sein können.

Man übersieht sofort, daß ein Molekül, wenn die eben beschriebene Abgabe von Resonatorenenergie dem Quantengesetz folgt, eine so große kinetische Energie gewinnen kann, wie zur Leistung der Arbeit beim Austritt aus der festen oder flüssigen Oberfläche notwendig ist. Ist nämlich die Wellenlänge der von einem gebundenen Resonator absorbierten Strahlung $\lambda = 300\,\mu = 3 \cdot 10^{-5}$ cm, so kann bei dem Zusammenstoß seines Trägers ein Molekül eine kinetische Energie von $6{,}55 \cdot 10^{-12}$ Erg gewinnen; diesen Betrag nimmt die mittlere kinetische Energie des Moleküls im thermodynamischen Zustande erst bei einer Temperatur von 30000° an.

Sodann liegt auf der Hand, daß bei gleicher Menge absorbierter Lichtenergie die von der absorbierenden Oberflächenschicht emittierte Menge von Molekülen um so größer sein wird, je größer die Frequenz der absorbierten Wellenlänge ist. Denn mit wachsender maximaler kinetischer Energie $\frac{1}{2} m v^2 = h n$ können die erzeugten Atomstrahlen aus größerer Tiefe der absorbierenden Schicht bis zur Oberfläche und bei größerer Neigung ihrer Richtung gegen die Normale der Oberfläche aus dieser heraus in den angrenzenden Gasraum übertreten.

Es sei noch eine obere Grenze für die von Licht zerstäubte Menge eines Körpers unter folgenden günstigsten Annahmen berechnet. Erstens soll die Absorption des Lichtes nur durch gebundene Resonatoren erfolgen und nicht von chemischer Absorption (lichtelektrischem Effekt u. a.) begleitet sein; ferner soll sie in einer ganz dünnen Schicht an der Oberfläche so gut wie vollständig sein, weiter sollen die Atomstrahlen, welche in einem räumlichen Winkel von $\frac{\pi}{2}$ um die Oberflächen-Normale emittiert werden, alle dauernd die Oberfläche verlassen. Endlich soll angenommen werden, daß die Energie, welche vom Lichtbogen oder Funken zwischen 300 und 180 $\mu\mu$ emittiert wird, auf die mittlere Wellenlänge 240 $\mu\mu$ konzentriert sei. Wird dann in dieser Wellenlänge 1 g cal $= 4{,}19 \cdot 10^7$ Erg absorbiert, und zwar von jedem Resonator immer nur ein Lichtquantum, so gehen von der absorbierenden Oberfläche

$$N = \frac{4{,}19 \cdot 10^7 \cdot 2{,}4 \cdot 10^{-5}}{8 \cdot 6{,}55 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 6 \cdot 10^{17}$$

oder, da das Gramm-Molekül $6{,}17 \cdot 10^{23}$ Individuen umfaßt, 10^{-6} Gramm-Moleküle fort. Sind die zerstäubten Moleküle Goldatome, so beträgt der Gewichtsverlust eines bestrahlten Goldblättchens für 1 g cal absorbierter Energie 0,197 mg.

Die Strahlung des kondensierten Funkens in 10 cm Abstand betrage zwischen 300 und 180 $\mu\mu$ ungefähr $1 \cdot 10^{-1}$ g cal sec^{-1} cm^{-2}, diejenige von 1 cm Länge der Quecksilberlampe von Heraeus bei voller Belastung $1 \cdot 10^{-5}$ g cal sec^{-1} cm^{-2}, dann zerstäubt während einer Stunde das ultraviolette Licht des Funkens weniger als 0,07 mg, das ultraviolette Licht der Quecksilberlampe weniger als 0,7 mg Gold.

Da oben die zerstäubende Wirkung des Lichtes als eine Emission positiver oder neutraler Atomstrahlen gedeutet wurde, so sei hier noch zum Vergleiche mit den Kanalstrahlen angegeben, welche Spannungsdifferenz ein positives einwertiges Ion ($\varepsilon = 4{,}6 \cdot 10^{-10}$ stat. Einh.) frei durchlaufen müßte, um eine kinetische Energie zu gewinnen, welche gleich derjenigen eines durch das Licht erzeugten Atomstrahls ist. Die Wellenlänge der absorbierten Strahlung sei 250 $\mu\mu$, dann beträgt die maximale kinetische Energie eines von ihr erzeugten Atomstrahls (bei Vernachlässigung der Austrittsarbeit)

$$\frac{1}{2} m v^2 = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \cdot \frac{3 \cdot 10^{10}}{2{,}5 \cdot 10^{-5}} = 7{,}8 \cdot 10^{-12} \text{ Erg}$$

und demnach die frei zu durchlaufende Spannungsdifferenz $V = \frac{7{,}8 \cdot 10^{-12} \cdot 300}{4{,}6 \cdot 10^{-10}} = 5{,}1$ Volt.

§ 3. Versuch des Nachweises der Emission positiver Atomstrahlen infolge von Absorption ultravioletten Lichtes. — Wie bereits oben bemerkt wurde, kann die Absorption des Lichtes sowohl positive wie neutrale Atomstrahlen zur Emission bringen; das erste ist der Fall, wenn die Lichtenergie in einer Serienlinie (negatives Ringelektron [1]), das zweite, wenn sie in einer Bandenlinie (negatives Valenzelektron) absorbiert wird. Ist die Emission positiver Atomstrahlen nicht begleitet von einer gleich intensiven oder intensiveren Emission negativer Elektronstrahlen (gemessen in

1) Die Bezeichnung „Atomstrahl" ist der Nomenklatur entnommen, welche ich in der Zeitschr. f. Elektroch. **14**, 752, 1908 gelegentlich einer Diskussion über die zerstäubende Wirkung der Kanalstrahlen für die verschiedenen Arten materieller Strahlen vorgeschlagen habe.

1) Bezüglich der Bezeichnungen „Ring- und Valenzelektron" vgl. diese Zeitschr. **8**, 881, 1907; **9**, 85, 1908.

elektrischer Stromstärke), so lädt sich der Licht absorbierende, Atome emittierende Körper negativ bis zu einer Potentialdifferenz, welche die positiven Atomstrahlen gerade wieder zurückzutreiben vermag. Bei den Metallen, z. B. bei Gold, bringt das ultraviolette Licht den lichtelektrischen Effekt (Emission von Kathodenstrahlen) hervor; will man darum bei ihnen den hypothetischen negativen Ladungseffekt infolge der Emission positiver Atomstrahlen beobachten, so muß man die emittierten Kathodenstrahlen sämtlich wieder durch ein geeignetes Magnetfeld auf den emittierenden Körper zurückführen. Diese Überlegung lag folgendem Versuch zugrunde, welchen ich im Physikalischen Institut der Universität Greifswald anstellte.

Auf eine Messingscheibe (A, Fig. 1) von 2 cm Durchmesser war am Rande ein 0,5 cm

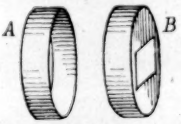


Fig. 1.

hoher zylindrischer Ring aufgenietet, ebenso auf eine zweite gleich große Scheibe (B), nur war in diese eine $0{,}8 \times 1{,}5$ cm^2 große Öffnung geschnitten. Die zwei Teile A und B wurden galvanisch gut vergoldet, dann poliert und sorgfältig gereinigt. Sie wurden in einer Glasröhre bis auf 2 mm Abstand (Fig. 2) einander gegen-

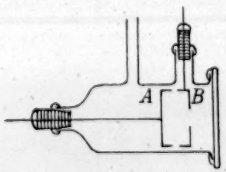


Fig. 2.

übergestellt und mit Bernstein isoliert; A wurde mit einem empfindlichen Quadrantenelektrometer verbunden, wobei die Leitung sorgfältig vor Licht und elektrischen Einflüssen geschützt war. Die Glasröhre war an ihrem einen Ende mit einer Quarzplatte verschlossen; durch diese und die Öffnung in B hindurch wurde auf A mit Hilfe von Quarzlinsen das Bild des Lichtbogens einer Quecksilberlampe aus Quarzglas entworfen. Die Glasröhre, die durch eine Gaede-Pumpe hoch evakuiert wurde, war so zwischen die Pole eines mittelgroßen Elektromagneten gestellt, daß die vertikale Symmetrieebene des Magnetfeldes gerade durch den Zwischenraum zwischen A und B ging. Durch das horizontale Magnetfeld sollten alle an A bez. B auslösten Kathodenstrahlen wieder auf A bez. B zurückgeführt werden. Da indes das Magnetfeld nicht homogen war, so wurde diese Absicht leider nicht ganz erreicht. Die Beobachtung der Aufladung von A mit Hilfe des Elektrometers lieferte nämlich folgende Resultate. War der Elektromagnet ausgeschaltet, so nahm A in 20 Sek. eine beträchtliche positive Ladung infolge der Bestrahlung an. War der Elektromagnet eingeschaltet (mittlere Feldstärke ungefähr 1000 Gauß), so war die Aufladung nur etwa $^1/_{20}$ der zuvor beobachteten, sie war indes immer noch positiv und nach dem Ausschalten des Elektromagneten und der Lampe zeigten sich Ladungseffekte, die durch eine auf der Glaswand befindliche negative Ladung erklärt werden konnten. Daraus war zu schließen, daß ein Teil der emittierten Kathodenstrahlen auf stark gekrümmter Bahn an den magnetischen Kraftlinien entlang aus dem Zwischenraum zwischen A und B herausgetreten war. Eine Wiederholung dieser Versuche mit einem homogenen Magnetfeld war mir leider nicht möglich. Durch die obigen Beobachtungen ist darum lediglich festgestellt, daß, wenn überhaupt eine Goldfläche bei Absorption ultravioletten Lichtes positive Atomstrahlen emittiert, die emittierte positive Elektrizitätsmenge kleiner ist als $^1/_{20}$ der emittierten negativen Elektrizitätsmenge. Erbringt die verbesserte Wiederholung des obigen Versuches einerseits nicht den Nachweis der Emission positiver Elektrizität, wird andererseits die Zerstäubung des Goldes durch ultraviolettes Licht einwandfrei nachgewiesen, so wäre zu folgern, daß Gold bei Absorption ultravioletten Lichtes neutrale Atomstrahlen emittiert.

§ 4. Zur Deutung der optischen Sensibilisation. — Wie oben dargelegt wurde, kann durch den Zusammenstoß eines Moleküls, das ein Lichtquantum absorbiert hat, ein Atom- oder Molekülstrahl erzeugt werden, d. h. es kann einem Molekül eine größere kinetische Energie mitgeteilt werden, als der Temperatur der Umgebung entspricht. Dieser Molekülstrahl kann dann durch seinen Stoß ein anderes zusammengesetztes Molekül dissoziieren, indem dabei seine kinetische Energie ganz oder zum Teil verbraucht und in potentielle chemische Energie verwandelt wird; oder es kann der Molekülstrahl, wenn er aus mehreren Atomen besteht, selbst dissoziiert werden. In diesen Fällen bringt also die thermische Absorption des Lichtes in einer Molekülart durch Vermittlung der von ihr erzeugten Molekülstrahlen chemische Wirkungen an Molekülen hervor, welche gar nicht an der Lichtabsorption beteiligt sind, und zwar ist die erste Phase dieser indirekten oder „thermo-photochemischen" Reaktion eine Dissoziation; auf diese primäre thermophotochemische Reaktion können sekundäre Reaktionen der Dissoziationsprodukte folgen.

Von der in der vorausgehenden Abhandlung charakterisierten direkten photochemischen Reaktion unterscheidet sich die thermophotochemische Reaktion in folgenden Punkten. Jene Reaktion erfolgt an den absorbierenden Valenzelektronen selbst, es wird in ihr die absorbierte Energie direkt in potentielle chemische Energie verwandelt; diese Reaktion erfolgt an Valenzelektronen, welche an der Lichtabsorption gar nicht teilzunehmen brauchen; zwischen der oszillatorischen Lichtenergie und der potentiellen chemischen Energie liegt bei ihr als Mittelglied, die kinetische Energie einzelner Moleküle. Freilich erscheint es auch nicht undenkbar, daß die in einem Molekül erster Art absorbierte Lichtenergie bei einem Zusammenstoß mit einem Molekül zweiter Art direkt zu einer Dissoziation des einen Moleküls führt, ohne daß als Vermittler ein Molekülstrahl auftritt. Auch ist der Spezialfall möglich, daß die Lichtabsorption an Valenzelektronen erster Art eines Moleküls ohne eine Dissoziation derselben erfolgt, und daß dann an Valenzelektronen zweiter Art desselben oder eines gleichartigen Moleküls eine Dissoziation durch die Vermittlung eines Zusammenstoßes hervorgebracht wird. Wesentlich zur Charakteristik der thermophotochemischen Reaktion ist also, daß ein absorbiertes Lichtquantum nicht an dem absorbierenden Valenzelektron, sondern an einem Valenzelektron anderer Art eines gleichartigen oder andersartigen Moleküls in einer Dissoziation durch die Vermittlung eines Stoßes (Molekülstrahls) in potentielle chemische Energie verwandelt wird.

Wie aus dem Quantengesetz mit Notwendigkeit das Auftreten von Molekülstrahlen in der ersten Phase der thermischen Absorption sich folgert, so läßt sich aus ihm auch die Beziehung zwischen der Wellenlänge des absorbierten Lichtes und der Arbeit für die Dissoziation eines Moleküls bei einer primären thermophotochemischen Reaktion ableiten. Ist nämlich diese Dissoziationsarbeit D bezogen auf das einzelne Molekül und wird in der Wellenlänge λ nur ein Lichtquantum absorbiert, so muß, wenn eine thermophotochemische Reaktion eintreten soll,

$$\lambda \leq h\frac{c}{D} = 6{,}55\cdot 10^{-27}\cdot\frac{3\cdot 10^{10}}{D} = \frac{1{,}96\cdot 10^{-16}}{D}\ \text{cm}$$

sein. Da im allgemeinen nur ein Bruchteil des absorbierten Lichtquantums in die potentielle chemische Energie verwandelt werden dürfte, so wird die für eine indirekte photochemische Reaktion wirksame Wellenlänge im allgemeinen kleiner als $\frac{1{,}96\cdot 10^{-16}}{D}$ cm sein müssen. Führt man statt D die molekulare Dissoziationswärme q ein, so gilt, wenn die Molekülzahl des Grammmoleküls gleich $6{,}17\cdot 10^{23}$ gesetzt wird, für die indirekte photochemische Reaktion

$$\lambda < \frac{1{,}96\cdot 10^{-16}\cdot 6{,}17\cdot 10^{23}}{q\cdot 4{,}19\cdot 10^{7}} \text{ oder } \lambda < \frac{2{,}9}{q}\ \text{cm}.$$

Die molekulare Bildungswärme des Wassers beträgt 67 520 cal. Damit also Wasser in einer thermophotochemischen Reaktion dissoziiert werden kann, muß in fremden Molekülen, welche den Wassermolekülen beigemischt sind, Licht in Wellenlängen absorbiert werden, welche kleiner sind als 420 $\mu\mu$. Je kleiner die Dissoziationswärme einer chemischen Bindung (bezogen auf getrennte Komponenten) ist, desto größer kann die Wellenlänge des von ihr oder von zugesetzten fremden Molekülen absorbierten Lichtes sein, wenn die chemische Bindung in einer thermophotochemischen Reaktion gelöst werden soll.

Im vorstehenden sind lediglich aus den gemachten hypothetischen Voraussetzungen die Konsequenzen gezogen worden. Nun sind in der Tat bereits Erfahrungen bekannt, in denen die eben charakterisierte thermophotochemische Reaktion realisiert zu sein scheint. Wie F. Weigert[1]) entdeckt hat, ist es möglich, gewisse Gasreaktionen, deren einzelne Teilnehmer sichtbares Licht nicht absorbieren, durch den Zusatz eines sichtbares Licht absorbierenden Gases (Chlor) zu veranlassen, ohne daß das „sensibilisierende" Gas selbst in ein Reaktionsprodukt eintritt. In diesen „sensibilisierten photochemischen Reaktionen" scheint mir die oben analysierte thermophotochemische Reaktion vorzuliegen. So wird die Vereinigung von Wasserstoff und Sauerstoff durch die Gegenwart von Chlor, wenn es sichtbares Licht absorbiert, beschleunigt, ferner wird unter den gleichen Umständen aus Stickstoff und Wasserstoff etwas Ammoniak gebildet. Nach unserer Auffassung sind diese Reaktionen in eine primäre thermophotochemische Reaktion (Dissoziation von O_2, H_2, N_2 in einzelne Atome) und in sekundäre Reaktionen ($H_2 + O \rightarrow H_2O$, $N + 3H \rightarrow NH_3$) zu zerlegen. Nehmen wir an, daß hierbei die Absorption von $\lambda = 366\,\mu\mu$ (*Hg*-Lampe) noch wirksam war, so ergibt sich durch Anwendung der obigen Gleichung, daß die Dissoziationswärme q von Wasserstoff und Stickstoff ($H_2 \rightarrow 2H$, $N_2 \rightarrow 2N$) jedenfalls kleiner als 80000 cal sein muß. Ferner wird Ozon durch zugesetztes belichtetes Chlor offenbar deswegen rasch zersetzt, weil entsprechend der kleinen Dissoziationswärme des Ozons ($O_3 \rightarrow O_2 + O$) auch die längeren Wellen des *Hg*-Bogens in diesem Falle chemisch wirksam sind. Ebenso konnte Weigert die Oxydation des Schwefeldioxyds und die Oxydation der Salzsäure durch den Zusatz von belichtetem Chlor beschleunigen. Auch die von M. Bodenstein[2])

1) F. Weigert, Ann. d. Phys. **24**, 243, 1907; Zeitschr. f. Elektroch. **14**, 591, 1908.

2) M. Bodenstein, Zeitschr. f. physik. Chemie **22**, 23, 1897.

analysierte Zersetzung des farblosen Jodwasserstoffes durch Sonnenlicht dürfte auf eine Sensibilisation durch etwas Joddampf, welcher ja sichtbares Licht absorbiert, zurückzuführen sein. Weiter ist die beschleunigte Vereinigung von Chlor und Wasserstoff bei Belichtung (Chlorknallgasreaktion) wohl ebenfalls als eine sensibilisierte oder thermophotochemische Reaktion aufzufassen. Endlich dürfte auch die optische Sensibilisation fester und flüssiger Körper, insonderheit die Sensibilisation des Bromsilbers durch anhaftende Farbstoffmoleküle [1]) als eine thermophotochemische Reaktion zu deuten sein.

Es dürfte sich lohnen, die thermophotochemische Reaktion noch unter einem anderen theoretischen Gesichtspunkt zu betrachten. In einem Gase definieren wir den thermodynamischen Zustand der Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle durch die Temperatur; unter den für eine bestimmte Temperatur möglichen molekularen kinetischen Energien kommen auch Werte vor, die so groß sind, daß die einzelnen mit ihnen begabten Moleküle durch Stoß einzelne chemische Bindungen von Atomen zu lösen und die entsprechende Dissoziationsarbeit zu leisten vermögen. Je höher die Temperatur ist, desto mehr Moleküle nehmen solche große Werte der kinetischen Energie an, desto häufiger kann darum die Dissoziation der betrachteten chemischen Bindung vorkommen. Da bei dieser thermochemischen Reaktion (Dissoziation) ebenso wie bei der oben charakterisierten Dissoziation durch einen vom Licht erzeugten Molekülstrahl die Dissoziationsarbeit durch den Stoß von Molekülen unter Verbrauch von kinetischer Energie geleistet wird, so habe ich für jene indirekte photochemische Reaktion die Bezeichnung thermophotochemisch gewählt. Durch die Absorption eines Lichtquantums in einem Molekül und den darauf folgenden Zusammenstoß des Moleküls kommt an diesem oder in seiner unmittelbaren Umgebung eine größere molekulare Bewegungsenergie zur Entwicklung, als der Geschwindigkeitsverteilung gemäß der zuvor vorhandenen Temperatur entspricht. Zum Unterschied hiervon kann man den durch die Lichtabsorption unmittelbar nach den ersten Zusammenstößen geschaffenen molekularen Bewegungszustand durch den Ausdruck „optische Temperatur" bezeichnen und sagen, daß in unmittelbarer Umgebung der einzelnen Licht absorbierenden Moleküle eine optische Temperatur herrscht, welche verschieden ist von der „thermischen" Temperatur benachbarter nicht absorbierender Volumenelemente und welche um so höher ist, je kleiner die Wellenlänge des absorbierten Lichtes ist. Von den Orten hoher optischer Temperatur fließt im allgemeinen nach den umgebenden nicht absorbierenden Volumenelementen Energie ab. Demnach darf man ein Medium, in dem an einzelnen Molekülen Lichtabsorption stattfindet, nicht mehr streng als homogen in thermischer Hinsicht betrachten und ihm auch nicht eine Temperatur in gewöhnlichem Sinne (thermisch) zuschreiben. Die „optische" Temperatur tritt an die Seite der „elektrischen" Temperatur (Temperatur der Ionen); diese Bezeichnung [1]) habe ich nämlich bereits vor längerer Zeit für den molekularen Bewegungszustand vorgeschlagen, der sich in einem Körper herstellt, wenn in ihn von außen her materielle Strahlen (Kathoden- oder Kanalstrahlen) eintreten oder in ihm selbst infolge der Gegenwart eines elektrischen Feldes entwickelt werden. Spielen sich in einem Körper, dem eine gewisse optische oder elektrische Temperatur zuzueignen ist, chemische Reaktionen ab, so sind diese und die sich einstellenden Gleichgewichte im allgemeinen nicht mehr als eine Funktion der thermischen Temperatur zu betrachten, welche ein Thermometer (Thermoelement) annimmt, welches von dem elektrisch oder optisch temperierten Körper umgeben wird. So haben kürzlich F. Haber und A. Koenig [2]) nachgewiesen, daß die Stickoxydbildung im Hochspannungsbogen nicht mit der Temperatur in gewöhnlichem Sinne in Zusammenhang zu bringen ist und daß die von ihnen beobachteten Stickoxydgleichgewichte im gekühlten Hochspannungsbogen unter starkem Minderdruck „elektrischen Charakter" besitzen. Daß photochemische Reaktionen nicht unter dem Gesichtspunkt der thermischen Temperatur betrachtet werden können, ist bekannt.

1) An einer früheren Stelle (diese Zeitschr. **8**, 248, 1907) habe ich eine andere Erklärung für die optische Sensibilisation photographischer Platten versucht. Da nämlich einerseits alle bekannten Sensibilisatoren für photographische Platten Benzolderivate sind, da andererseits alle Benzolderivate, in denen der Benzolring nicht reduziert ist, sichtbar oder unsichtbar fluoreszieren, so lag es nahe, anzunehmen, daß die Ursache der Sensibilisation eine mit der Absorption verbundene Fluoreszenz sei. Nachdem ich jedoch unterdes erkannt habe, daß die sensibilisierenden Benzolderivate außer dem Benzolring einen Chromophor enthalten und daß die Absorption des Lichtes gerade in dessen nach kürzeren Wellen laufenden Banden ohne direkte Erregung von Fluoreszenz erfolgt, halte ich jenen Erklärungsversuch nicht für zutreffend. Vgl. hierzu diese Zeitschr. **9**, 481, 661, 1908.

1) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1903, S. 422; Ann. d. Phys. **14**, 506, 1904.

2) F. Haber und A. Koenig, Zeitschr. f. Elektroch. 14, 689—700, 1908.

(Eingegangen 5. November 1908.)

Die Fraunhoferschen Linien des Thalliums und ein Versehen in Rowlands New table of standard wave-lengths [1]).

Von C. Fritsch.

Die folgende kleine Zusammenstellung wurde veranlaßt durch eine Unrichtigkeit in Rowlands

1) Astronomy and Astro-Physics **12**, 321, 1893 und Phil. Mag. (5) **36**, 49—75, 1893.

Tabellen, die offenbar infolge eines Schreibfehlers entstanden ist.

In Rowlands New table sind bei mehreren Thalliumlinien die chemischen Symbole *Tl* und *Th* verwechselt und so die betreffenden Wellenlängen als dem Thorspektrum angehörend bezeichnet.

Da dieses Versehen sich in mehrere Tabellenwerke verschleppt hat, dürfte ein Hinweis begründet erscheinen.

In Watts „Introduction to the study of spectrum analysis" und in dessen „Index of spectra", sowie in Kaysers Handbuch der Spectroscopie, Bd. I, ist der Fehler mit abgedruckt, während in Dufets „Recueil de données numériques" (optique I) schon eine Korrektur stattgefunden hat.

In Landauers „Spektralanalyse"[1]) sind vier Thalliumlinien in die Thalénschen Bestimmungen des Thorspektrums eingeordnet.

Die folgende Tabelle enthält in der ersten Kolonne die Wellenlängen aus Rowlands „Preliminary table of solar spectrum wave-lengths" mit den von Rowland selbst gegebenen Zeichen der Zugehörigkeit. Die mit einem * versehenen können wegen der Übereinstimmung der Wellenlängen Rowlands mit den Beobachtungen anderer an irdischen Lichtquellen vielleicht als Thalliumlinien angesehen werden.

	R. ⊙	K. u. R.	E. u. H.	R.-Bogen
5528	297*	3		
5350	688*	65		670[2])
3775	849 *Tl*	87	89	869
3653			10	
3529	495*	58	52	547
3519	239 *Tl*?	39	38	342
3230	708*		7	
3229	911 *Fe*?	88	89	
3229	599 *Tl*[3])			
2978		05		

Die zweite Kolonne enthält die Wellenlängenbestimmungen des Thalliumspektrums von Kayser und Runge, soweit sie hier in Betracht kommen. Bei denselben ist wohl jeder Zweifel über die Zugehörigkeit ausgeschlossen, da dieselben Linien außer einer auch von Hartley und Adeney, Liveing und Dewar und Thalén als zum Thalliumspektrum gehörend bezeichnet sind und auch weil sie zum Teil durch die betreffende Serienformel dargestellt werden können.

Die dritte Kolonne enthält die neueren Messungen des Bogenspektrums von Exner und Haschek und die vierte die von Rowland im Bogen gemessenen Thalliumlinien der New table, die durch das beigesetzte „*Th*" irrtümlich als Thorlinien bezeichnet sind.

Merkwürdigerweise ist die hervortretendste (grüne) Linie des Thalliumspektrums 5350, die mit den anderen Messungen eine ganz gute Übereinstimmung zeigt, von Rowland nicht besonders charakterisiert.

1) Braunschweig 1896.
2) Nach Rowland ein Triplet.
3) 3230,01 nach Kayser und Runge eine *Fe*-Linie.

Darmstadt, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule.

(Eingegangen 24. Oktober 1908.)

Über den Lichtdruck auf bewegte Flächen und die Mitführung des Lichts.

(Zweite Mitteilung.)

Von R. v. Hirsch.

In einer ersten Mitteilung über diesen Gegenstand[1]) war der Fresnelsche Mitführungskoeffizient des Lichts in Übereinstimmung mit der Erfahrung und mit bestehenden Theorien, jedoch auf wesentlich abweichendem Wege abgeleitet worden. Die Rechnung beschränkte sich auf den Fall senkrechter Inzidenz des Lichts.

In diesem zweiten Teil wird das allgemeinere Problem schiefen Lichteinfalls auf vollständig die gleiche Weise behandelt. Dabei ergibt sich ein Resultat, welches die bestehenden Theorien nicht kennen. Da dasselbe obendrein einer experimentellen Prüfung zugänglich sein dürfte, so erscheint die Durchrechnung des allgemeinen Falles am Platze.

Zunächst erfordert jedoch eine Stelle der ersten Mitteilung eine Berichtigung, welche durch Ungenauigkeit des Ausdrucks und mehrere Druckfehler in den Gleichungen entstellt ist. Die betreffende Stelle (Seite 497 letzte Zeilen) sollte richtig folgendermaßen lauten:

Für senkrechten Einfall ist

$$R = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1}}\right)^2$$

$$R' = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_2'} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2'} + \sqrt{\varepsilon_1}}\right)^2 \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right);$$

denn Lichtintensitäten werden durch das Produkt der Amplitudequadrate mit den Schwingungszahlen gemessen, das Amplitudeverhältnis bei der Reflexion ist aber nach Fresnel $= \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1}}$, das Verhältnis der Schwingungszahlen im Fall der Ruhe $= 1$, im Fall der Bewegung $\frac{1+\beta}{1-\beta}$.

1) Diese Zeitschr. **9**, 495, 1908.

Man hat also

$$\rho = 2\,\mathfrak{S}\left(\frac{\sqrt{\varepsilon_2}-\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}+\sqrt{\varepsilon_1}}\right)^2 \text{ für ruhende Flächen,}$$

$$\rho' = 2\,\mathfrak{S}\left(\frac{\sqrt{\varepsilon_2'}-\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2'}+\sqrt{\varepsilon_1}}\right)^2\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)^2 \text{ für bewegte Flächen.}$$

usw.

Durch Gleichsetzen $\rho = \rho'$ folgt dann unten die ebenfalls fehlerhaft gedruckte Gleichung:

$$\frac{\sqrt{\varepsilon_2'}-1}{\sqrt{\varepsilon_2'}+1}\,\frac{1+\beta}{1-\beta} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2}-1}{\sqrt{\varepsilon_2}+1}.$$

Das Folgende ist dann richtig.

Um nun den Fall schiefer Inzidenz des Lichts zu behandeln, knüpfen wir an die Gleichung des ersten Teils für die mechanische Kraft an:

$$K = \frac{1}{c^2}\int dS\left\{\varepsilon\mu\frac{\partial\mathfrak{S}}{\partial t} + (v\nabla)\varepsilon\mu\mathfrak{S} + (\varepsilon\mu\mathfrak{S}\nabla)v + [\varepsilon\mu\mathfrak{S}\,\mathrm{curl}\,v] + \varepsilon\mu\mathfrak{S}\,\mathrm{div}\,v\right\}$$

und wiederholen die dortige Entwicklung vollständig, jedoch für einen Einfallswinkel φ des Lichts.

Da auch jetzt bei der Brechung an einer ebenen Fläche, die $\perp x$ stehe, die Differentialquotienten nach y und z verschwinden, so zerfällt die Gleichung in

$$c^2K_x = \int\left[v_x\frac{\partial(\varepsilon\mathfrak{S}_x)}{\partial x} + 2(\varepsilon\mathfrak{S}_x)\frac{\partial v_x}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_y)\frac{\partial v_y}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_z)\frac{\partial v_z}{\partial x}\right]dS$$

$$c^2K_y = \int\left[v_x\frac{\partial(\varepsilon\mathfrak{S}_y)}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_y)\frac{\partial v_x}{\partial x}\right]dS$$

$$c^2K_z = \int\left[v_x\frac{\partial(\varepsilon\mathfrak{S}_z)}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_z)\frac{\partial v_x}{\partial x}\right]dS.$$

Legt man die y-Achse in die Einfallsebene, so werden $\mathfrak{S}_z$ und $v_z = 0$. Also

$$c^2K_x = \int\left[\frac{\partial(v_x\varepsilon\mathfrak{S}_x)}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_x)\frac{\partial v_x}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_y)\frac{\partial v_y}{\partial x}\right]dS$$

$$c^2K_y = \int\frac{\partial(v_x\varepsilon\mathfrak{S}_y)}{\partial x}\,dS$$

$$c^2K_z = 0.$$

Da v und $\mathfrak{S}$ gleichgerichtet sind, so ist auch

$$c^2K_y = \int\frac{\partial}{\partial x}(v_y\varepsilon\mathfrak{S}_x)\,dS = \int\mathfrak{S}_x\frac{\partial(v\sin\varphi\,c^2/v^2)}{\partial x}\,dS$$

$$K_y = \int\mathfrak{S}_x\frac{\partial\dfrac{\sin\varphi}{v}}{\partial x}\,dS = 0 \text{ wegen des Brechungsgesetzes.}$$

Endlich

$$c^2K_x = \int\left[\mathfrak{S}_x\frac{\partial(v\varepsilon\cos\varphi)}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_x)\frac{\partial(v\cos\varphi)}{\partial x} + (\varepsilon\mathfrak{S}_y)\frac{\partial(v\sin\varphi)}{\partial x}\right]dS$$

$$= \int\left[\mathfrak{S}_x\frac{\partial(v\varepsilon)}{\partial x}\cos\varphi - \mathfrak{S}_x v\varepsilon\sin\varphi + \varepsilon\mathfrak{S}\frac{\partial v}{\partial x}(\cos^2\varphi+\sin^2\varphi)\right]dS$$

$$= \int\left[\mathfrak{S}\cos^2\varphi\left(v\frac{\partial\varepsilon}{\partial x} + \varepsilon\frac{\partial v}{\partial x}\right) - \mathfrak{S}_x v\varepsilon\sin\varphi + \varepsilon\mathfrak{S}\frac{\partial v}{\partial x}\right]dS$$

$$= \int\left[\mathfrak{S}\left(v\frac{\partial\varepsilon}{\partial x} + 2\varepsilon\frac{\partial v}{\partial x}\right) - \mathfrak{S}\sin\varphi\frac{\partial}{\partial x}(v\varepsilon\sin\varphi)\right]dS$$

$= 0$, da beide Summanden, wie früher gezeigt, verschwinden.

Es übt also auch hier der durchgehende Teil des Lichts keine Kraft aus.

Indem man nun die frühere Entwicklung vollständig wiederholt, erreicht man die Gleichung:

$$\rho = \frac{2\mathfrak{S}_x}{c}R = \rho' = \frac{2\mathfrak{S}_x}{c}R'\frac{1+\beta\cos\varphi}{1-\beta\cos\varphi}.$$

Dabei ist angenommen, daß Bewegungsrichtung der brechenden Fläche und Flächennormale zusammenfallen; eine Beschränkung der Allgemeinheit liegt hierin nicht, da keine tangentiellen Kräfte bestehen, also eine Bewegung der Fläche in ihrer Ebene für die Brechung einflußlos ist.

Setzt man nun aber für R, R' die Werte nach Fresnel ein, so werden dieselben bekanntlich von der Polarisationsebene des Lichts abhängig; daher wird auch der Brechungsexponent des bewegten Mediums, ε', verschieden je nach Lage der Polarisationsebene, d. h. das bewegte Medium verhält sich doppelbrechend.

Wir berechnen ε' für die beiden Hauptfälle senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisierten Lichts, die wir durch die Indizes s und p unterscheiden, setzen wieder $\varepsilon_1 = 1$ und können dann den Index 2 in ε_2 weglassen.

Wir erhalten dann:

$$\text{I.}\quad \left(\frac{\cos\varphi}{\sqrt{\varepsilon\cos\chi}} - 1\right):\left(\frac{\cos\varphi}{\sqrt{\varepsilon\cos\chi}} + 1\right) = \left(\frac{\cos\varphi}{\sqrt{\varepsilon'}\cos\chi'} - 1\right):\left(\frac{\cos\varphi}{\sqrt{\varepsilon'}\cos\chi'} + 1\right)\left(\frac{1+\beta\cos\varphi}{1-\beta\cos\varphi}\right)$$

worin χ den Brechungswinkel bedeutet.

Hieraus folgt durch einige Umformung unter Verzicht auf Größen der Ordnung β^2

$$\cos\chi'\sqrt{\varepsilon'} = \sqrt{\varepsilon}\cos\chi + \beta(\cos^2\varphi - \varepsilon\cos^2\chi)$$

und nach Elimination der Winkel χ' und χ mittels des Brechungsgesetzes

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_s'}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\left(1 - \beta\frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon}\sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi}\right).$$

II. Ebenso erhält man

$$\left(\frac{\cos\varphi}{\cos\chi} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\right):\left(\frac{\cos\varphi}{\cos\chi} + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\right) =$$
$$\left(\frac{\cos\varphi}{\cos\chi'} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}}\right):\left(\frac{\cos\varphi}{\cos\chi'} + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}}\right)\left(\frac{1+\beta\cos\varphi}{1-\beta\cos\varphi}\right),$$

und hieraus

$$\frac{\sqrt{\varepsilon_p'}}{\cos\chi'} = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\cos\chi} + \frac{\beta}{\cos^2\chi}(\cos^2\chi - \cos^2\varphi\,\varepsilon)$$

und endlich

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\left(1 - \beta\frac{\left[1 - \varepsilon + \sin^2\varphi\left(\varepsilon - \frac{1}{\varepsilon}\right)\right]\sqrt{\varepsilon - \sin^2\varphi}}{\varepsilon(\varepsilon - 2\sin^2\varphi)}\right).$$

Für wachsendes φ nähern sich sowohl $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_s'}}$ als $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}}$ dem Wert $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$; $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_s'}}$ wird $= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$ für $\sin\varphi = \sqrt{\varepsilon}$, d. h. für den Winkel der totalen Reflexion; $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}}$ wird $= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$ für $\operatorname{tg}\varphi = \sqrt{\varepsilon}$, d. h. für den Polarisationswinkel.

Bei dieser Berechnung ist wiederholt von dem gewöhnlichen Brechungsgesetz Gebrauch gemacht worden, obwohl sich herausstellt, daß das bewegte Medium sich doppelbrechend verhält. Man sieht aber leicht ein, daß diese Vernachlässigung erlaubt ist, solange man sich im Resultat auf eine erste Annäherung beschränkt.

Für den Einfall unter dem Polarisationswinkel wird

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_s'}} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_p'}} = \beta\frac{\varepsilon - 1}{\sqrt{(\varepsilon+1)\,\varepsilon}};$$

für Wasser als brechendes Medium hat dieser Ausdruck nahezu den gleichen numerischen Wert, wie der Unterschied der Brechungsexponenten von ruhendem und bewegtem Wasser bei senkrechtem Einfall. Die Doppelbrechung müßte daher im Fizeauschen Versuch nachweisbar sein, wenn es gelingt, denselben für derartig schiefe Inzidenz durchzuführen.

München, Oktober 1908.

(Eingegangen 22. Oktober 1908.)

Über die Grundlagen der Elektrodynamik und die Theorie der schwarzen Strahlung.

Von W. Ritz.

In einer kürzlich in dieser Zeitschrift[1]) erschienenen Mitteilung „Zur Strahlungstheorie" kommt Herr H. A. Lorentz zum Schluß, daß die von Jeans[2]) und ihm[3]) entwickelte Theorie der „schwarzen Strahlung" mit der Erfahrung nicht vereinbar sei; da nun aber die Ableitung der Strahlungsformel auf diesem Wege nur hinfällig werden könne, wenn an den elektromagnetischen Grundgesetzen wesentliche Änderungen angebracht würden, so ergebe sich daraus die Notwendigkeit solcher Änderungen, und zwar müsse, im Sinne der Planckschen Theorie, irgend etwas einem Zeit-Energie-Atom Ähnliches in die Theorie aufgenommen werden.

Bei der großen Wichtigkeit dieser Frage, und bei den Schwierigkeiten, die, wie Herr H. A. Lorentz zeigt, auch bei Einführung des Planckschen Atoms noch fortbestehen, sei es gestattet, auf einen Fehler der Jeans-Lorentzschen Theorie hinzuweisen, der gerade den wesentlichen Punkt des Beweises betrifft, womit dieser hinfällig wird.

Der Ansatz für die elektrischen und magnetischen Kräfte, der in jenem Beweise gemacht wird, ist zu allgemein; er widerspricht den Formeln der retardierten Potentiale, denen jede physikalisch zulässige Lösung der Grundgleichungen genügen muß. Durch diese Bedingung werden aber gerade die Koordinaten des freien Äthers, die Herr Lorentz (l. c.) mit q_3, q_3' bezeichnet, in ihrer Anzahl außerordentlich beschränkt. Diese Koordinaten aber sind es, die schließlich die Strahlungsformel bestimmen; und der Widerspruch der Theorie mit der Beobachtung wird gerade dadurch bedungen, daß diese Koordinaten, die unendlich zahlreich sind, auf Grund eines dem Boltzmannschen Satze der gleichen Verteilung der Energie auf die verschiedenen Freiheitsgrade ganz analogen, die gesamte Energie des Systems an sich zu ziehen bestrebt sind.

Bekanntlich lassen sich die elektromagnetischen Grundgleichungen der Lorentzschen Theorie durch Einführung der Potentiale unter die gemeinsame Form bringen

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} - \Delta f = \varphi(x, y, z, t), \qquad (1)$$

wo c = Lichtgeschwindigkeit, φ eine gegebene Funktion von $x\,y\,z\,t$ bedeuten, und f im Unend-

1) Diese Zeitschr. **9**, 562, 1908.
2) Proc. Roy. Soc. **76**, 296, 545, 1906.
3) H. A. Lorentz, Le partage de l'énergie entre la matière pondérable et l'éther, Conférence tenue au congrès de Rome (Roma, Tipografia della R. Accad. dei Lincei), avril 1908.

lichen verschwindet. Die allgemeine Lösung dieser Gleichung, etwa nach der Poissonschen Methode, involviert zwei willkürliche Funktionen von xyz, nämlich die Werte von f und $\frac{\partial f}{\partial t}$ für die Anfangszeit t_0. Partikuläre Lösungen derselben sind:

$$f_1(x,y,z,t) = \frac{1}{4\pi}\int \frac{\varphi\left(x'y'z', t-\frac{r}{c}\right)}{r} dx'\,dy'\,dz';$$

$$f_2 = \frac{1}{4\pi}\int \frac{\varphi\left(x'y'z', t+\frac{r}{c}\right)}{r} dx'\,dy'\,dz';$$

$$r^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2,$$

ferner beliebige lineare Kombinationen aus f_1 und f_2 der Form $f_3 = f_1 a_1 + f_2 a_2$ wo $a_1 + a_2 = 1$; endlich

$$f_4 = \frac{-1}{4\pi^2} \int \frac{\varphi(x'y'z't')\,dx'\,dy'\,dz'\,dt'}{x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 - (t-t')^2 c^2}$$

Die Lösung f_1 entspricht divergenten Wellen, f_2 konvergenten, aus dem Unendlichen kommenden, f_3 beiden Arten; wieder andere Lösungen würden Wellen entsprechen, die gegen Punkte des reinen Äthers, wo $\varphi = 0$ ist, konvergieren oder von solchen divergieren; in f_4 ist die Auflösung in Wellen, die nach den Kirchhoffschen und Poissonschen Sätzen stets in unendlich vielen Weisen geschehen kann, nicht vorgenommen. Die Erfahrung lehrt, daß ausschließlich die Lösung f_1 in Betracht komme, und die Maxwell-Lorentzsche Theorie setzt dies ausdrücklich voraus. Wie notwendig diese Einschränkung ist, geht schon daraus hervor, daß ebenso wie bei der Lösung f_1 ein Körper, dessen Elektronen akzeleriert sind, Energie ausstrahlt, so daß in großer Entfernung der Poyntingsche Vektor nach außen gerichtet ist, bei f_2 (Vertauschung von c mit $-c$) dieser Vektor sein Vorzeichen ändert, der Körper somit Energie aus dem Unendlichen empfängt, ohne daß irgendein anderer Körper ein entsprechendes Quantum Energie verliert. Ein solcher Körper, welcher in dieser Weise dauernd Energie aus dem Äther zu entnehmen fähig wäre, müßte ein Perpetuum mobile genannt werden und ist physikalisch unmöglich.

Um nun solche, allen Bedingungen — auch den Bedingungen im Unendlichen — genügende Lösungen, die trotzdem unmöglich sind, auszuschalten, hat man den zunächst noch willkürlichen Anfangszustand in geeigneter Weise einzuschränken. Die notwendige und hinreichende Bedingung, damit f_1 in allen Zeiten gelte, ist, daß es zur Zeit $t = t_0$ und $t = t_0 + dt$ gelte. Daß diese Anfangsbedingung aber im Maxwellschen Vorstellungskreis keinerlei vernünftigen Sinn hat, ist einleuchtend und man hat sie daher durch andere zu ersetzen gesucht. Nimmt man, wie es meist geschieht, an, daß zur Zeit t_0 in großen Entfernungen das Feld gleich Null ist, so folgt allerdings für spätere Zeiten die Formel f_1; für frühere aber die unzulässige Formel f_2. Ferner ist nun die Gültigkeit auch von f_1 einer ganz unnötigen Einschränkung unterworfen (Feld $= 0$ für $t = t_0$), welcher z. B. die gleichförmige Translation nicht genügt. Endlich bringt es der Charakter der Gleichung (1) als einer hyperbolischen Differentialgleichung mit sich, daß, wenn die Anfangsbedingung nur sehr angenähert erfüllt ist (was ja allein sich konstatieren ließe), daraus keineswegs folgt, daß die Formel f_1 mit einer ähnlichen Annäherung gelte: es könnten z. B. konvergente Wellen, die zur Zeit t_0 sehr schwach und fern sind, zu einer späteren Zeit an einem gegebenen Punkt des Raumes einen beliebigen endlichen Wert annehmen.

Ebensowenig ertragen die andern bisher vorgeschlagenen Zusatzbedingungen eine genaue Kritik[1]); der Übergang von den reversiblen Differentialgleichungen zu den retardierten Potentialen, durch welchen erst die Irreversibilität in die Elektrodynamik eingeführt wird, läßt sich auf dem Boden der Maxwellschen Anschauungen allein nicht finden. Es ist also wichtig zu konstatieren, daß der vollständige Ausdruck der Strahlungsgesetze und überhaupt der Maxwell-Lorentzschen Theorie nicht die Differentialgleichungen sind, sondern die Elementarwirkungen, die sich durch Einführung der retardierten Potentiale in den Lorentzschen Ausdruck der ponderomotorischen Kraft ergeben. In dieser Form sind auch der elektrische und der magnetische Vektor eliminiert, welche ja nie direkt beobachtet werden können, sondern bloß die Rolle mathematischer Hilfsfunktionen spielen[2]), während die eigentlichen Aussagen der Theorie sich nur auf die Größen Raum, Zeit und elektrische Ladungen beziehen.

Zur Ableitung der Strahlungsformel stellen sich nun Jeans und Lorentz einen parallelepipedischen, durch spiegelnde Wände begrenzten Hohlraum vor, in dem sich ein Körper K befindet; die elektrischen und magnetischen Kräfte im Innern werden als Funktionen von x, y, z in Fourierreihen entwickelt, deren Koeffizienten Funktionen der Zeit sind und die Rolle Lagrangescher Koordinaten spielen, für welche die Differentialgleichungen aus dem Hamilton-

1) Über diese und andere schwache Seiten der Maxwell-Lorentzschen Theorie vergleiche man die Arbeit des Verf.: Recherches critiques sur l'électrodynamique générale, Ann. de phys. et de chimie 8° série, **13**, 145—275, février 1908.

2) Loc. cit., S. 2.

schen Prinzip abgeleitet werden können. Bei diesem Ansatz ist die wesentliche Bedingung der Darstellbarkeit durch retardierte Potentiale nicht berücksichtigt; diese Bedingung schaltet aber, wie oben hervorgehoben, aus den Anfangszuständen eine unendliche, durch zwei willkürliche Funktionen von xyz und somit durch unendlich viele Parameter darstellbare Mannigfaltigkeit von Zuständen des Äthers als unzulässig aus. Sie erfordert insbesondere, daß die Kräfte konstant bleiben, wenn die elektrischen Ladungen dauernd ruhen. Dies ist dagegen nach den partiellen Differentialgleichungen nicht notwendig der Fall: man wird stets noch eine Lösung der homogenen Gleichung $\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta = 0$ hinzufügen können, die im vorliegenden Falle den Randbedingungen an den spiegelnden Wänden genügen muß, und sich somit als Gesamtheit der elektrischen Eigenschwingungen des Hohlraumes (ohne den Körper K) ergibt. Solche Lösungen erscheinen in der Jeans-Lorentzschen Ableitung, wie Lorentz (l. c., S. 14) hervorhebt, als zulässig, was sie nicht sollten. Vielmehr müßten die unendlich vielen Parameter, die sie involvieren (Koeffizienten der Entwicklung der allgemeinen Lösung von $\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta = 0$ nach den Eigenschwingungen des Hohlraumes, also in eine Fourierreihe), dauernd Null sein. Diese unendlich vielen Parameter des „reinen Äthers" aber gerade sind es, die nach dem Satz der gleichmäßigen Verteilung der Energie auf die Freiheitsgrade, die ganze Energie zu absorbieren und auf die kürzesten Wellenlängen zu verteilen bestrebt sind. Die Jeans-Lorentzsche Theorie ist also unzulässig.

Man könnte einwenden, die eben besprochene, nach Fourierreihen entwickelte Lösung lasse sich auffassen als „retardierte" Kräfte, herrührend von den Elektronen der spiegelnden Wände. Da aber vollkommen spiegelnde Wände unendlich viele Leitungselektronen in denselben voraussetzen, so sind sie eben aus diesem Grunde hier als unzulässige Abstraktion zu verwerfen, da in Wirklichkeit die Anzahl der Freiheitsgrade des Körpers K (bzw. die Zahl der darin befindlichen Elektronen) und der des Spiegels nicht als unendlich verschieden betrachtet werden dürfen und es gerade hierauf ankommt. Ist die Anzahl der Elektronen des Spiegels sehr groß, so wird allerdings der Ansatz Jeans-Lorentz gültig bleiben, aber nur für Eigenschwingungen des Hohlraumes, für welche die in Wirklichkeit vorliegende Diskontinuität des Spiegels sowie die Endlichkeit der Elektronenzahl und der Leitfähigkeit noch nicht in Betracht kommen, also für lange Wellen oder niedere Temperaturen. Dies ist der Grund, warum jener Ansatz für solche Wellen, und nur für solche Wellen, richtig ist. Für kürzere Wellen ist derselbe dagegen in keiner Weise mit der Bedingung der retardierten Potentiale vereinbar, er stellt eine viel zu große Mannigfaltigkeit von Lösungen dar.

Die Bedingung der retardierten Potentiale in die statistische Betrachtung aufzunehmen, scheint allerdings schwierig und es fragt sich, ob sie auch genügt, um eine spektrale Verteilung der Energie von dem experimentell gegebenen Charakter zu bedingen. Es ist hierzu vor allem nötig festzustellen, wieviel und was für willkürliche Konstanten die allgemeine Lösung der Bewegungsgleichungen eines Systems von Elektronen involviert, wenn für die Kräfte der Ansatz der retardierten Potentiale gebraucht wird. Denn nur auf diese willkürlichen Elemente darf sich die statistische Betrachtung erstrecken. Bei mechanischen Problemen vereinfacht sich die Frage dadurch sehr, daß durch Angabe der Koordinaten q und der Impulse p der weitere Verlauf bestimmt ist. In der Elektronentheorie ist dem anders, und es liegt vielleicht hier wieder ein wunder Punkt derselben. Schon die Gleichungen der kräftefreien Bewegung des starren Elektrons lassen, wie Herr Herglotz[1]) gezeigt hat, außer der gleichförmigen Translation noch unendlich viele Lösungen zu; bei sehr kleiner Geschwindigkeit ist die allgemeine Lösung darstellbar als Summe unendlich vieler Schwingungen, mit willkürlichen Amplituden, deren Wellenlängen sämtlich weit jenseits des bekannten ultravioletten Spektrums liegen, nämlich höchstens von der Größenordnung des Elektronendurchmessers sind, und keine untere Grenze besitzen. Da die Herglotzsche Methode[2]) auch für allgemeinere Probleme der Elektronentheorie anwendbar bleibt und zu ähnlichen Integralgleichungen führt, dürfte auch allgemein ein ähnliches Verhalten der Lösungen zu erwarten sein. Dasselbe ist nämlich in letzter Instanz dadurch bedingt, daß in der Elektronentheorie die Akzeleration eines Elektrons bestimmt wird durch gewisse frühere Lagen, Geschwindigkeiten und Akzelerationen der anderen Elektronen bzw. Ladungselemente. Beschränkt man sich zunächst auf den Fall, wo alle vorkommenden Funktionen der Form $\psi\left(t - \frac{r}{c}\right)$ nach der Formel

$$\psi\left(t - \frac{r}{c}\right) = \psi(t) - \frac{r}{c}\psi'(t) + \frac{r^2}{1 \cdot 2 \cdot c^2}\psi''(t) - \cdots$$

entwickelbar sind, so ergeben sich Differential-

1) G. Herglotz, Gött. Nachr. 1903, Heft 6; 1904, Heft 6; Math. Ann. 65, 87, 1908.

2) Loc. cit. 1904.

gleichungen von unendlich hoher Ordnung, deren allgemeine Lösung von unendlich vielen Konstanten abhängt[1]), die in diesem Spezialfall gewissen, durch die Konvergenzbedingungen auferlegten Ungleichungen genügen müssen. Die Untersuchungen von Sommerfeld[2]) und P. Hertz[3]) über das starre kugelförmige Elektron zeigen, daß man bei gegebener äußerer Kraft die Bewegung willkürlich vorschreiben kann innerhalb einer Zeit T, welche gleich dem Durchmesser des Elektrons, dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit, ist; insbesondere bei gleichförmiger Oberflächenladung genügt jede Funktion mit der Periode T den Bewegungsgleichungen des kräftefreien Elektrons, und es kann eine beliebige solche Funktion $P(t)$ jeder Lösung des Problems bei gegebenen äußeren Kräften hinzugefügt werden. Soll die Lösung analytisch sein, so sind zwar nicht die Werte von $P(t)$ innerhalb einer Periode willkürlich, wohl aber kann man $P =$ reeller Teil von Q setzen, wo

$$Q = Q\left(e^{\frac{2\pi i t}{T}}\right) = Q(x) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 \cdots\cdots$$

und die a_i (bis auf die Konvergenzbedingung der Reihe) willkürlich sind.

Allgemeiner dürfte die Lösung bei beliebigen Systemen beweglicher Elektronen ebenfalls zu ihrer Bestimmung unendlich vieler Konstanten bedürfen, und oszillierende Lösungen von unbegrenzt kleiner Wellenlänge zulassen. Diese sind eben durch die unendlich vielen „Freiheitsgrade des Äthers" bedingt; und es ist zu befürchten, daß sie, auf Grund des Satzes der gleichförmigen Verteilung der Energie, schließlich doch wieder eine Tendenz der Strahlung, ganz auf die kürzesten Wellenlängen sich zu konzentrieren, bewirken möchten, wenn auch die Formel vielleicht eine von der Jeansschen abweichende Gestalt hätte. Aber auch ohne diese Betrachtung muß die Existenz z. B. der kräftefreien Eigenschwingungen des Elektrons, die sich jeder Lösung superponieren lassen und nach denen sich jede Lösung entwickeln läßt, die also überall auftreten müßten, als experimentell unwahrscheinlich betrachtet werden. Sollte auch eine Strahlung von äußerst kurzer Wellenlänge unseren Beobachtungsmethoden unzugänglich sein, so müßte sich doch ein entsprechender merklicher Energiedefekt zeigen, der nirgends wahrgenommen wurde.

Man darf hieraus vielleicht schließen, daß, ebenso wie wir schon gezwungen waren, die Mannigfaltigkeit der Lösungen der Maxwellschen Theorie durch die Einführung der retardierten Potentiale außerordentlich herabzusetzen, eine neue derartige Beschränkung noch nötig ist, um die Anzahl der Bestimmungselemente (Konstanten) der Lösungen auf eine endliche zu reduzieren.

Daß unter den möglichen, unendlich vielen Lösungen stets eine ausgezeichnet ist, wie unter den Lösungen der partiellen Differentialgleichungen die retardierten Potentiale ausgezeichnet waren, läßt sich leicht plausibel machen. Man denke sich, es wirke die Gravitation nicht momentan, sondern nach den elektrodynamischen Gesetzen. Um alsdann bei gegebenen Anfangswerten der Koordinaten und Geschwindigkeiten die weitere Bewegung zu berechnen, wird man zunächst von der Bewegung nach dem klassischen Gesetz als erster Approximation ausgehen; diese Lösung wird man dann in die (sehr kleinen) Zusatzglieder einsetzen, die das neue Gesetz eingeführt hat; so entstehen neue Differentialgleichungen zweiter Ordnung, die man mit denselben Anfangswerten integriert usw. Es ergibt sich so schließlich eine Lösung, in welcher jede Koordinate x eine bestimmte analytische Funktion der Zeit t und der Anfangswerte x_{oi}, x'_{oi} ist; die aber allerdings nur in einem beschränkten Bereich dieser Größen gilt. Diese Lösung kann dann, sowohl als Funktion von t wie als Funktion der Anfangswerte x_{oi}, x'_{oi}, analytisch fortgesetzt werden und gibt dann für jede Zeit und für beliebige Anfangswerte der Koordinaten und Geschwindigkeiten eine ganz bestimmte, nur von diesen Daten abhängige Lösung des Problems, neben welcher allerdings unendlich viele andere Lösungen existieren, für welche das Verfahren nie gültig ist, und welche höchst merkwürdigen Planetensystemen entsprechen würden. Für den Fall des kräftefreien Elektrons erhält man die einfache Translation. Ist diese Lösung die einzig zulässige, so würde die Anzahl der willkürlichen Konstanten, d. h. die Mannigfaltigkeit der Lösung, nicht größer sein wie in der Mechanik, nämlich gleich der doppelten Anzahl der Freiheitsgrade der Elektronen.

Dies läßt sich etwa bewirken, indem man eine Zusatzbedingung in Form eines Minimalprinzips einführt, wobei die Variation zwar für alle Lösungen verschwinden, ein wirkliches Minimum aber nur für eine bestimmte Lösung eintreten dürfte. Ähnliches gilt z. B. in der Theorie der Schwingungen von Saiten, Membranen usw.[1]), wo für sämtliche Eigenschwingungen, in unendlicher Anzahl, die Variation verschwindet, das Minimum aber nur für den Grundton erreicht wird. Ebenso könnte man, neben den Bedingungen im Unendlichen, auch

1) Vgl. T. Lalesco, Sur l'équation de Volterra, Thèse Paris 1908.
2) Gött. Nachr. 1904. S. 363.
3) Math. Ann. **65**, 1, 1908.

1) Vgl. z. B. Riemann-Weber, Partielle Differentialgleichungen **2**, 284, Braunschweig 1901.

Bedingungen für sehr große t einführen, die wieder durch die Variationsrechnung sich ableiten ließen.

Die von Lorentz hervorgehobenen prinzipiellen Schwierigkeiten in der Theorie der schwarzen Strahlung führen uns also nicht sowohl darauf, mit Planck ein Energie-Zeit-Element einzuführen, als vielmehr auf die Forderung, es müsse das durch die gegenwärtige Elektronentheorie verletzte Prinzip der Eindeutigkeit des Naturgeschehens im Sinne der klassischen Mechanik durch ein Minimalprinzip wieder hergestellt werden, so daß eine gewisse endliche Anzahl Bestimmungsstücke genüge, den Verlauf der Bewegung eines Systems von Elektronen für alle Zeiten zu bestimmen.

Damit würde der letzte Rest dessen, was man einst Äther nannte, aus den Naturgesetzen verschwinden. Sukzessive hatte die Erfahrung schon genötigt, ihm Bewegung und andere Eigenschaften der Materie abzusprechen; aus einem mehr oder weniger komplizierten Mechanismus war er der selbst unveränderliche Träger der elektromagnetischen Erscheinungen geworden. Auf diesem reduzierten Gebiete hätte seine Existenz sich noch immer durch Lösungen der Gleichungen, die von der Materie bzw. den Elektronen unabhängig wären (der Gleichung $\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta = 0$ genügten), zeigen können. Die Erfahrung zwingt uns, diese Lösungen abzuweisen. Dann aber drücken die Gleichungen der Elektronentheorie nur noch Beziehungen zwischen Raum und Zeit aus, die Feldstärken oder „Zustände des Äthers" können vollständig eliminiert werden. Der Äther sinkt zur Abstraktion herab: er ist nur noch ein absolutes Koordinatensystem und eine mathematische Konstruktion, welche in die Formeln unendlich viele Konstanten einführt. Die Erfahrung scheint ihm weder die erste, noch die zweite dieser Eigenschaften lassen zu wollen: sie verbannt ihn ganz aus der Physik.

Bei dieser Annahme zerrinnt uns aber in Nichts eine der wesentlichen Grundlagen der Maxwellschen Beschreibung der Vorgänge durch partielle Differentialgleichungen, denen ja nun kein physikalischer Sinn, sondern nunmehr die Bedeutung einer mathematischen Zwischenkonstruktion zukommt, welche überdies für sich allein ungenügend ist. Der Glaube an ihre unbedingte Gültigkeit wird dadurch nicht gefestigt, um so mehr als sich zeigen läßt[1]), daß die experimentellen Grundlagen nach gewissen Seiten hin vollständig fehlen.

1) W. Ritz, loc. cit.; Archives des sciences phys. et nat. **26**, 209, août 1908; Rivista di scienza III, no 6, Bologna 1908.

(Eingegangen 28. Oktober 1908.)

Das Zeemanphänomen und der zweite Hauptsatz der Thermodynamik.

(Nachtrag.)

Von M. Laue.

Ich ergreife in dieser Sache nur zu dem Zweck noch einmal das Wort, um darauf hinzuweisen, daß die von mir benutzte Gleichung[1])

$$K = \frac{\varepsilon}{a n^2}$$

nicht, wie Herr Corbino meint[2]), zum Teil auf dem zweiten Hauptsatz, sondern allein auf dem Exponentialgesetz der Lichtabsorption und dem Sinussatz der geometrischen Optik beruht[3]). Daß Herr Lorentz[4]) schon vor 8 Jahren denselben Schluß wie ich, nur in wenig anderer Form, aus der Magnetooptik gezogen hat, war mir leider entgangen. Sonst hätte ich selbstverständlich darauf aufmerksam gemacht.

1) M. Laue, diese Zeitschr. **9**, 617, 1908.
2) O. M. Corbino, diese Zeitschr. **9**, 669, 1908.
3) Vgl. M. Planck, Vorl. über Theorie der Wärmestrahlung. Leipzig 1906, § 30 und 36.
4) H. A. Lorentz, Rapports présentées au Congrès Internationale **3**, 25, 1900.

Berlin, 30. Oktober 1908.

(Eingegangen 31. Oktober 1908.)

Beobachtungen über die Radioaktivität der Atmosphäre im Hochgebirge.

Von A. Gockel und Th. Wulf.

Die im nachstehenden beschriebenen Beobachtungen wurden im August und September dieses Jahres in der Umgebung von Zermatt ausgeführt. Als Basisstation diente uns das Hotel Schwarzsee, 2600 m hoch gelegen. Den Besitzern desselben, Herren Gebrüder Seiler, sind wir für das bezeigte Interesse und vielfache Förderung unserer Arbeiten zu bestem Dank verpflichtet.

1. Induzierte Aktivität. Nachdem einer von uns[1]) auf dem Brienzer Rothorn (2300 m) einen beträchtlichen Gehalt der Atmosphäre an Thoriuminduktionen (bis zu 50 Proz. der gesamten Aktivität) gefunden hatte, schien es uns zunächst von Interesse, zu prüfen, ob sich auch an anderen Orten dieser hohe Betrag wiederfinde. Die Versuche wurden nach der von Elster und Geitel angegebenen Methode ausgeführt. Zur Aktivierung der 24—100 Stunden exponierten Drähte genügte überall das Erdfeld. Drähte wurden ausgespannt am Schwarzseehotel (2600 m), und zwar hier in einer mittleren Höhe von etwa

1) A. Gockel, diese Zeitschr. **8**, 701, 1907.

5 m über dem Boden, ferner auf dem Nordostgrat des Matterhorns am sogenannten Hörnli (3000 m), hier etwa 1—2 m über dem scharfen Grat, und an demselben Grat oberhalb der Schutzhütte in einer Höhe von etwas über 3300 m. An der letztgenannten, ziemlich exponierten Stelle mußten wir uns begnügen, den Draht 50—100 cm von dem Felsen entfernt anzubringen. Des weiteren wurden Drähte auf dem Furggletscher zirka 4—5 m über dem Eis auf einem kleinen Moränehügel exponiert. Die Drähte waren im allgemeinen 10 m lang; wo die Punkte, die wir zur Befestigung verwenden konnten, weiter voneinander entfernt waren, schalteten wir eine starke Schnur ein, mußten aber die Erfahrung machen, daß diese nicht genügend gut leitete, um das Potential des Drahtes auf dem der Erde zu halten. Wir sorgten daher stets für metallische Ableitung des Drahtes nach dem Boden. Auf Schwarzsee wurde der Draht von einem Fenster des 3. Stockwerkes zu einer Telegraphenstange geführt, an den andern Orten an zerlegbaren Bambusstangen befestigt. Die verwendeten Drähte waren 0,5—1 mm stark, anfangs einigemal verwendete dünnere Drähte wurden durch den Wind zerrissen.

Als Elektrometer diente das von einem von uns [1]) beschriebene Instrument, das sich wegen seiner Empfindlichkeit (0,5 Volt/Skalt.) und der Schärfe der Ablesung für diesen Zweck besonders empfahl. An dem Instrument waren einige Verbesserungen angebracht, besonders um seine Transportfähigkeit, auch in geladenem Zustande, zu erhöhen. Da sich diese Änderungen bei den schwierigen Transporten im Gebirge vollständig bewährt haben, so wird demnächst eingehend darüber berichtet werden. Der Draht wurde in der üblichen Weise auf einen Metallrahmen gewickelt und in ein auf das Elektrometer aufgesetztes Gefäß von 520 ccm Inhalt gebracht. Als Zerstreuungskörper diente der aus dem Bernsteinstopfen des Elektrometers herausragende Metallstift. Die Kapazität des Ganzen betrug dann nur 2,3 cm. Das Elektrometer wurde, meist auf einem leichten photographischen Stativ, an einer geeigneten Stelle in der Nähe des exponierten Drahtes aufgestellt, so daß mit den Ablesungen 2—3 Minuten nach Unterbrechung der Erdverbindung des Drahtes begonnen werden konnte.

Die Abklingungskurven konnten je nach der niedergeschlagenen Thoriummenge 4—36 Stunden lang verfolgt werden. Die anfänglichen Aktivitäten bewirkten in dem Apparat einen Potentialabfall von 100—600 Volt/Stunden. Es wurde angenommen, daß die ganze, 4 Stunden nach der Abnahme noch vorhandene Aktivität als von Thorium herrührend anzusehen war. Es konnte dann die in jedem Moment auf dem Draht vorhandene Menge von Thoriuminduktionen aus den bekannten Abklingungskonstanten berechnet werden. Die nach Abzug der Thoriumaktivität sich ergebende Abklingungskurve erwies sich fast durchweg identisch mit der Abklingungskurve eines 24 Stunden lang in Radiumemanation exponierten Drahtes. Aktinium scheint also nicht vorhanden gewesen zu sein. Das hauptsächlichste Resultat unserer Untersuchungen besteht in dem Nachweis, daß auch Thorium in diesen Höhen nur in relativ geringen Mengen vorkommt. Im Maximum betrug der Anteil der Thoriuminduktionen 10 Proz. der Gesamtaktivität, sank aber am Matterhorngrat oberhalb der Hütte auf 0,5—3,5 Proz. Solche geringe Beträge des Anteils der Thoriuminduktionen in dem aktiven Niederschlag sind bis jetzt nur auf dem Meere beobachtet worden [1]). In Newhaven [2]), wo der Gehalt der Atmosphäre an Zerfallsprodukten des Thoriums verhältnismäßig gering gefunden wurde, betrug derselbe noch im Minimum 30 Proz. Der Unterschied gegenüber dem Brienzer Rothorn, wo sehr beträchtliche Thoriummengen gefunden wurden, dürfte davon herrühren, daß die Abhänge dieses letzteren Berges und seiner Umgebung teils von Grasmatten, teils von ausgedehnten Schutthalden gebildet werden, welche Thoriumemanation in größeren Mengen entweichen lassen. Die Seiten des Matterhorns bestehen dagegen aus fast senkrecht abfallenden Wänden aus kompaktem Fels, der ein Entweichen der in den Gesteinen enthaltenen Emanation in die Atmosphäre erschwert. Die Umgebung ist zum größten Teil von ausgedehnten Gletschern gebildet, die ebenfalls keine Emanation abgeben. Da die kurzlebige Thoriumemanation durch Luftströmungen nicht weit transportiert werden kann, so ist natürlich, daß nur sehr geringe Mengen desselben mit dem exponierten Draht in Berührung kommen können. Auch die länger lebenden Thoriuminduktionen, deren mittlere Lebensdauer immer noch weit hinter der der Radiumemanation zurückbleibt, können, wie auch ihr Fehlen auf dem Meere zeigt, offenbar sich nicht lange in der Atmosphäre halten, zum mindesten verlieren sie durch Adhäsion an Wasser- und Staubteilchen ihre Beweglichkeit. Es scheint auch nach anderweitigen Beobachtungen, daß auf exponierten Drähten sich nur an Ort und Stelle neu gebildete Induktione n niederschlagen.

Der auf dem Furggletscher ausgespannte Draht lieferte denselben relativen Betrag an

1) Th. Wulf, diese Zeitschr. **8**, 246 u. 527, 1907.

1) C. Runge, Göttinger Nachricht. 1907, S. 211; D. Pacini, Nuovo Cimento **15**, 24, 1908.

2) H. M. Dadourian, diese Zeitschr. **9**, 333, 1908.

Thorium wie die am Schwarzsee exponierten Drähte, nämlich ungefähr 10 Proz. Da wir durch Spalten gezwungen waren, uns in der Nähe der Seitenmoräne zu halten, so dürfte sich der Einfluß der letzteren hier wohl geltend gemacht haben. Runge sowohl als Pacini beobachteten (l. c.), daß auf dem Meere auf ihren Drähten eine Substanz sich niederschlug, die in den ersten 20 Minuten nach Unterbrechung der Exposition ihre Aktivität rasch, nach 50 Minuten aber langsamer verlor als Radium. Wir haben diese Erscheinung bei unseren Drähten nicht entdecken können, vereinzelte Unregelmäßigkeiten dürften sich wohl dadurch erklären, daß sich neben Radium *A* und Thorium *A* auch die andern Zerfallsprodukte der betreffenden Substanz direkt auf dem Drahte niederschlugen. Daß dies möglich ist, hat H. W. Schmidt[1]) wenigstens für Radium *C* gezeigt. Bemerkenswert ist, daß ein am Schwarzsee 24 Stunden lang im Nebel exponierter Draht zwar hohe Aktivität (anfänglicher Abfall 594 Volt/St.), aber gar kein Thorium aufwies, ein Beweis für die Richtigkeit der oben geäußerten Ansicht, daß Thoriuminduktionen durch Anlagerung an Wasserteilchen rasch ihre Beweglichkeit einbüßen. Daß bei Nebel die Aktivität exponierter Drähte besonders hoch wird, vielleicht weil bei solchem Wetter die aus dem Boden entweichende Radiumemanation sich nur langsam zerstreuen kann, ist auch schon anderweitig beobachtet worden. Auf Gestein, daß wir von exponierten Stellen des Hörnligrates nahmen, konnten wir induzierte Aktivität nicht nachweisen.

2. Des weiteren untersuchten wir die Radioaktivität der Niederschläge. Diese Untersuchung bot deshalb ein besonderes Interesse, weil die von Jaufmann[2]) auf der Zugspitze (3000 m) gesammelten Niederschläge sich als gar nicht oder wenigstens nur schwach radioaktiv erwiesen hatten. Wir konnten diese Untersuchungen nur am Schwarzsee ausführen. Die höher gelegene Matterhornhütte war während des Falles von Niederschlägen — in der Umgebung derselben stets Schnee — nur schwer zugänglich und außerdem bot die schon bei gutem Wetter recht unwohnliche Hütte bei schlechtem ein ganz ungenügendes Obdach.

Die Untersuchungen wurden in der Weise ausgeführt, daß 30—100 g der Niederschläge in einem kleinen Aluminiumkessel rasch über einer Spiritusflamme eingedampft wurden. Der gut getrocknete Kessel wurde dann über eine auf das Elektrometer aufgesetzte Metallplatte gestülpt und diente so selbst als Ionisierungskammer; als Zerstreuungskörper wurde wieder der aus dem Bernsteinstopfen des Elektrometers herausragende Metallstift verwendet, die Kapazität war also wie bei den Versuchen mit Draht 2,3 cm. Die 20 Minuten nach Beginn des Eindampfens gemessene Aktivität schwankte zwischen 0,3 und 3,5 Volt/Stunden pro Gramm, also mit Berücksichtigung der angegebenen Kapazität 0,64—7,5 Mache-Einheiten pro Liter.

Im Gegensatz zu Jaufmann fanden wir die Aktivität der Niederschläge ungefähr von derselben Größe wie in Freiburg (Schweiz), und zwar war, wie dieses auch anderweitig beobachtet worden ist, die Aktivität von Gewitterregen stärker als die von Landregen, am stärksten aber die von Hagel.

Die Abklingungskurven ließen sich in einigen Fällen 2—3 Stunden lang verfolgen. Die Halbwertskonstanten schwanken zwischen 26 und 55 Minuten, und zwar klingt, wie dieses auch Jaufmann beobachtet hat, die Aktivität im Anfang stets rascher ab als gegen Ende. Eine analytische Untersuchung ist hier dadurch erschwert, daß sich kein der Unterbrechung der Exposition entsprechender Zeitpunkt festlegen läßt. Man kann wohl die Annahme machen, daß Radium *A* und *B* nach dem Eindampfen der Niederschläge nicht mehr vorhanden sind, darauf deutet auch der Umstand hin, daß die Kurve fast exponentiell verläuft, die Kurven ließen sich aber in keinem Falle so weit verfolgen, daß der Anteil, den das unzweifelhaft vorhandene Thorium in der Aktivität hatte, mit einiger Sicherheit bestimmt werden konnte.

Schnee kam am Schwarzsee nicht zur Untersuchung. Jaufmann fand, daß die Aktivität des Schnees durchschnittlich das Doppelte bis Fünffache derjenigen gleicher Regenmengen beträgt. Wir konnten nur konstatieren, daß auf dem Gletscher liegender Schnee 2 Tage nach dem Fallen seine Aktivität fast vollständig verloren hatte. In Freiburg am 23. Mai dieses Jahres gefallener außerordentlich großflockiger Schnee zeigte nur die durchschnittliche Aktivität des Regenwassers, wahrscheinlich deshalb, weil ein großer Teil der in der Atmosphäre vorhandenen Induktionen durch den vorangehenden Regen ausgefällt war.

In dem auf dem Gletscher sich im Laufe des Tages bildenden Schmelzwasser konnten radioaktive Induktionen nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden. Wasser, das am Fuße der Grundmoräne aus dem Boden drang, erwies sich bei einer 24 Stunden nach dem Abfüllen in Freiburg vorgenommenen Untersuchung auch emanationsfrei.

3. Eine besondere Aufmerksamkeit wandten wir der Untersuchung der durchdringenden Strahlung zu. Leider hatten wir gerade hierbei mit besonderen Schwierigkeiten zu kämpfen, die zum Teil instrumenteller Natur waren, zum

1) Vgl. K. Kurz, diese Zeitschr. **9**, 179, 1908.
2) J. Jaufmann, Meteor. Zt. **24**, 337, 1907 und Beobachtungen der meteorologischen Stationen im Königreich Bayern, **29**, 1907.

Teil in der Sache selbst lagen; so kommen z. B. bezüglich der Quelle dieser Strahlung Strong[1]) und Mc. Lennan[2]) zu direkt entgegengesetzten Resultaten, indem der erstere nachgewiesen zu haben glaubt, daß diese Strahlung ausschließlich aus der Atmosphäre stammt, während die Versuche des letzteren auf den Boden als hauptsächlichste Quelle dieser Strahlung hinweisen.

Der in erster Linie zur Untersuchung dienende Apparat I besteht im wesentlichen aus einem Wulfschen Elektrometer, bei dem jedoch die Fäden gleich als Zerstreuungskörper dienen und das Gehäuse als Ionisierungskammer. Dadurch wurde die Kapazität gegenüber derjenigen der sonst üblichen Apparate auf den 5. bis 6. Teil herabgesetzt und in demselben Maße konnte auch die Ionisierungskammer verkleinert werden. Das Gehäuse wurde daher zu 3 Liter Inhalt gewählt. Der ganze Apparat konnte so bequem im Rucksack getragen werden.

Da es sich hier um die Beobachtung geringer Schwankungen des Strahlungseffektes handelte, mußte man stets mit ganz vollständigem Sättigungsstrom arbeiten. Wir fanden, daß schon unterhalb 90 Volt der Effekt stets geringer wurde. Der Meßbereich des Elektrometers wurde deshalb zu 170 Volt gewählt, man hat dann auf dem ganzen benutzten Teil der Skala 1 Strich = 1 Volt nahezu.

Um möglichst vollkommene Isolation zu erzielen, wurde nach dem Beispiele von C. T. R. Wilson der die Fäden tragende Bernsteinstopfen selbst von einem isolierten Metallstift getragen. Durch Anlegen eines gleich hohen Potentials an letzteren wird dann der Verlust durch Isolationsfehler vermieden. Es zeigte sich jedoch bei unserem Instrument kein Einfluß dieser Ladung. Der Träger des Bernsteinpfropfes wurde dann einfach geerdet. Bei der Konstruktion wurde Wert darauf gelegt, daß die Luft im Innern vollkommen abgeschlossen war. Alle Öffnungen wurden durch Schrauben mit Ledereinlagen verschlossen und die unvermeidlichen Fugen am Mikroskop durch Klebwachs abgedichtet. Die beiden größten Wände rechts und links bestehen aus dünnstem im Handel vorhandenen *Zn*-Blech, die übrigen aus Messing von ca. 2 mm Dicke. Die Seitenwände lassen also β- und γ-Strahlen durch. Werden jedoch 2 mm dicke Bleibleche übergeschoben, so hat man nur mehr γ-Strahlen.

Einige Versuche überzeugten uns von der Empfindlichkeit des Apparates.

Wurde ein verschlossenes Fläschchen mit Urannitrat-Kristallen des Handels den Seitenwänden genähert, so stiegen die Verluste von 18 auf 107 Volt/Stunde.

Durch Vorschieben von Bleiblechen über die Seitenwände verminderte sich die Entladungsgeschwindigkeit um 13,3 Proz.

Wurde der Apparat in einen Eisenkessel mit etwa 1,5 mm dicken Wänden gestellt, und mit diesem dann in einen größeren Kessel versenkt, so konnte der Zwischenraum mit Wasser gefüllt werden. Oben wurde ein dritter mit Wasser gefüllter Kessel aufgesetzt, so daß der Apparat ringsum von einer ca. 10 cm dicken Wasserschicht umgeben war. Die Verluste verminderten sich dann um etwa 20 Proz. Der Versuch wurde auf $5\frac{1}{2}$ Stunde ausgedehnt. Der Apparat wurde, wie auch alle übrigen benutzten Apparate, von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig geliefert und sind wir derselben für ihr bereitwilliges Entgegenkommen bei der Durcharbeitung desselben sehr zu Dank verpflichtet.

Außerdem kam noch ein zweiter Apparat II zur Verwendung, der aus einem Wulfschen Elektrometer und einer aufgesetzten Ionisierungskammer von 26 cm Höhe und 24 cm Durchmesser, also ungefähr 11 Liter Inhalt, bestand. Die Wände derselben bestanden aus ungefähr 1,5 mm dickem Zinkblech, waren also nur für γ-Strahlen durchlässig. Als Zerstreuungskörper diente ein 18 cm hohes und 2 cm weites Rohr, das von außen her mittels einer passenden Vorrichtung geladen werden konnte. Das ganze Gefäß war luftdicht verschlossen. Die Zerstreuung betrug ungefähr 20 Volt/Stunden.

Das Resultat der mit diesen Apparaten in Freiburg (650 m), Brig (680 m), Zermatt (1650 m), Schwarzsee (2600 m) und dem Hörnli (über 3000 m) vorgenommenen Versuche ist folgendes: Ein Einfluß der Höhe auf die Ionisation im verschlossenen Gefäß läßt sich nicht nachweisen. Daraus glauben wir den Schluß ziehen zu dürfen, daß eine kosmische Strahlung, wenn sie überhaupt existiert, nur einen unbeträchtlichen Teil der durchdringenden Strahlung ausmacht. Dagegen scheint — und dieser Befund stimmt mit den Resultaten Mc. Lennans und anderer überein — eine durchdringende Strahlung vom Boden auszugehen. Die mit verschiedenen Apparaten in Freiburg angestellten, sowie die Beobachtungen am Schwarzsee ergaben übereinstimmend eine Zunahme der Zerstreuung, wenn der Apparat aus dem Zimmer in das Freie gebracht wurde. Beim Apparat I z. B. verhielten sich in Schwarzsee die im Zimmer zu den im Freien gemessenen Zerstreuungen wie 11 : 13. Bei Apparat II waren die Resultate weniger deutlich, wurde dagegen auf dasselbe Elektrometer eine Aluminiumglocke luftdicht aufgesetzt, so verhielten sich die Unterschiede zwischen den in dem Hotelzimmer gemessenen

1) W. W. Strong, diese Zeitschr. **9**, 117, 1908.
2) J. C. Mc. Lennan, ebenda **9**, 440, 1908.

und denjenigen, die erhalten wurden, wenn der Apparat auf einem niederen Steintisch im Freien aufgestellt wurde, wie 2 : 3. Die Versuche wurden mannigfaltig variiert, und jede einzelne Messung, um genauere Resultate zu erhalten, auf mehrere Stunden ausgedehnt.

Verschiedene Beobachter[1]) haben eine tägliche Periode der durchdringenden Strahlung und eine starke Abhängigkeit derselben vom Potentialgefälle gefunden. Damit stimmt überein, daß die Zerstreuung, besonders in Apparat I, wenn er an exponierten Orten, wie Hörnligrat, oder am Rand einer unmittelbar an den Abhang anstoßenden Hotelterrasse aufgestellt wurde, größer war, als wenn der Apparat gegen das Erdfeld fast vollständig geschützt unter dem Vordach einer in einer Mulde beim Schwarzsee gelegenen Kapelle stand. Auf dem Furggletscher wies die durchdringende Strahlung starke Schwankungen auf, doch waren die Werte im Mittel etwas geringer als die am Schwarzsee erhaltenen. Für die Bestimmung der periodischen Änderungen reicht die Zahl der an demselben Orte und unter denselben Witterungsverhältnissen gemachten Messungen nicht aus.

Um die durchdringende vom Eis ausgehende Strahlung zu messen, ließen wir den Apparat I in eine Gletscherspalte hinab, indem wir ihn an einem über die Spalte gelegten Bergstock passend befestigten. Leider machte Schmelzwasser, das sich über den Apparat ergoß, den Versuch illusorisch, und wir konnten ihn aus Zeitmangel nicht wiederholen.

Daß von manchen Gesteinen eine sehr starke durchdringende Strahlung ausgeht, ergibt sich am deutlichsten aus Versuchen, die wir mit gütiger Erlaubnis der Kreisdirektion Lausanne der Schweizerischen Bundesbahnen im Simplontunnel vorgenommen haben. Der genannten Direktion sei für ihr freundliches Entgegenkommen und Herrn Ingenieur Fonjallaz für die liebenswürdige Führung im Tunnel auch an dieser Stelle bestens gedankt. Die Versuche wurden im Monte Leonegneiß bei Kilometer 7,489 der Nordseite teils in dem noch nicht ausgebauten Tunnel II, teils in einer diesen Stollen mit dem Haupttunnel verbindenden Traverse vorgenommen und erstreckten sich auf die Stunden von 10 p bis 4 a, während welcher Zeit nur 2 Züge den Tunnel passierten, so daß Erschütterungen keinen Einfluß auf die Angaben der Apparate ausüben konnten. Die mittlere Elektrizitätszerstreuung im Apparat I betrug im Tunnel II 19,1, in der Traverse 18,7 Skalenteile pro Stunde, unmittelbar vorher im Hotelzimmer in Brig 10,5 Skalenteile, wenige Stunden nach Verlassen des Tunnels in Zermatt 10,2 Skalenteile; am folgenden Tage wurde ebenda derselbe Wert gefunden. Auch hier erstreckten sich die einzelnen Messungen jeweils über mehrere Stunden. Obgleich der Apparat gut verschlossen war, auch die nachfolgende geringe Zerstreuung auf die Abwesenheit von Isolationsfehlern deutete, wurde dennoch besonders geprüft, ob die Feuchtigkeit des Tunnels in Verbindung mit der hohen Temperatur von 27° C des Beobachtungsplatzes einen Einfluß auf die Angaben des Apparates ausgeübt haben könnte. Der Apparat wurde in Zermatt in eine heiße dampferfüllte Hotelküche gebracht. Die Zerstreuung betrug 10,4 Sklt./Stunde gegenüber 10,2 im Zimmer. Da die Temperatur im Tunnel II (27° C) noch höher war als in der Küche, so wurde der Apparat ein zweites Mal von Zimmertemperatur plötzlich in einen Wärmeschrank von 37° C gebracht, in welchem außerdem ein großes offenes Gefäß mit kochendem Wasser stand. Die Zerstreuung blieb 10,2, wie sie auch vorher gewesen. Die Zerstreuung im geschlossenen Gefäß war also im Tunnel fast zweimal so groß als an den anderen Orten. Die Versuche mit dem Apparat II führten zu demselben Resultate; wenn auch, wahrscheinlich wegen der dickeren Wände dieses Apparates, die Unterschiede weniger groß waren. Es scheinen also auch β-Strahlen von dem Gestein auszugehen.

Über Versuche, die bei dieser Gelegenheit über die Radioaktivität des Gesteines und einiger Quellen im Tunnel selbst, sowie später im Laboratorium in Freiburg vorgenommen wurden, soll später berichtet werden, ebenso über weitere luftelektrische Versuche, die gelegentlich unseres Aufenthaltes am Schwarzsee ausgeführt wurden.

Freiburg (Schweiz), Oktober 1908.

(Eingegangen 29. Oktober 1908.)

1) Wood und Campbell, Phil. Mag. **13**, 265, 1907; H. Mache und T. Rimmer, diese Zeitschr. **7**, 617, 1906; W. Richardson, Nature **73**, 607, 1906.

Verhalten der thermischen Meßgeräte bei Wechselströmen verschiedener Frequenz.

Von Joh. Rautenkrantz.

1. Proportionalität der Barretter-indikationen.

Bei der praktischen Verwendung der Barretter für Messungen in der drahtlosen Telegraphie, speziell bei Dämpfungsmessungen in entfernter liegenden Empfangsstationen[1]) stiegen Bedenken auf in bezug auf Proportionalität und Bewertung der kleinen Galvanometerausschläge. Ich habe es daher auf Veranlassung und mit Unterstützung von Herrn Prof. K. E. F. Schmidt in dessen Laboratorium unternommen, die ver-

1) K. E. F. Schmidt, Ann. d. Phys. **26**, 622, 1908.

schiedensten Barretterserien auf ihre Proportionalität hin zu prüfen. Und zwar erstens bei ungedämpften Schwingungen von 3000 Perioden, die einer Teslamaschine[1]) entstammten, zweitens mit schwachgedämpften Schwingungen von der Größenordnung 10^6, die einem sogenannten Wienschen Schwingungskreise[2]) entnommen wurden, dessen schwachgedämpfte Eigenschwingung durch einen Funkenkreis mit Wasserstoffunkenstrecke erregt wurde.

Der Meßkreis bestand aus einer Kopplungsspule, einem 0,05 Mi-Glimmerkondensator und einer Wippe, welche gestattet, schnell hintereinander 2 Barretter in den Meßkreis zu schalten. Die Energiezufuhr wird durch Verstellung eines Kopplungstransformators geregelt. Die Untersuchung wurde derart ausgeführt, daß der Barretter mit dem dünneren Draht als Normal diente, die Indikation der anderen Barretterkombination wurde nun zwischen zwei Werte der Normalschaltung bei einer Stellung des Kopplungstransformators eingeschlossen und aus diesen beiden Ausschlagswerten das Mittel genommen, da man annehmen konnte, daß die Energieveränderung während der Dauer der dreifachen Ablesung proportional mit der Zeit erfolgte. Die Abweichung der ersten und zweiten Normalablesung betrug in der Regel weit unter 1 Proz.

Indem der, dem Barretter untergelegte Gleichstrom i_B in der variablen Kombination im Bereich von 1,6 – 4,0 Milliampere geändert wurde, ergaben die Messungen für die beiden Frequenzen, die den verschiedenen i_B-Werten entsprechenden Kurven, die in den Figuren 1 und 2 zur Darstellung gebracht sind. Dieselben entstammen dem Vergleich zweier Barretter von 0,00 525 mm und 0,00 315 mm Platindurchmesser[3]). Die Figur 1 zeigt, daß die, der ∾ 3000 entsprechenden Kurven bis zum Koordinatenanfang genau proportional verlaufen, während diejenigen der Figur 2, welche mit Funkenschwingungen aufgenommen wurden, bei ungefähr 35 Skalenteilen (entsprechend einem Galvanometerstrom[4]) von zirka 52.5×10^{-8} Ampere) den geradlinigen Verlauf verlassen. Bis hierher arbeiten also beide Barretter proportional. Dient die 0,00 315 mm-Kombination als Normalkreis und trägt man die zu einem Normalkreisausschlag von 150 Skt. gehörigen Ausschläge der anderen Kombination in Abhängigkeit des veränderten Barretterstromes i_B auf, so erhält man für die beiden Frequenzen, die in Fig. 3 dargestellten Kurven I und II, aus denen die Größe des günstigsten Barretter-Gleichstroms ersichtlich ist. Die Kurve III ist für den gleichen Barretter nach einer etwas anderen Methode im hiesigen Institut von Herrn Th. Neuhaus gefunden. Der Vergleich der drei Stromoptima zeigt, daß die Frequenz ohne Einfluß auf die Größe des günstigsten Brückenstromes ist. Dieses

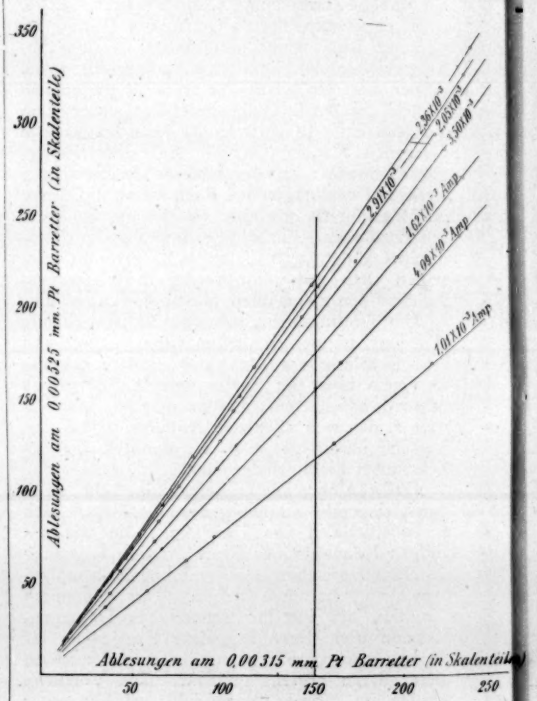


Fig. 1. Vergleich zweier Barretter bei einer Frequenz von 3000 Perioden.

Ergebnis wurde auch durch die Untersuchung einer stärkeren Drahtserie von 0,01 mm Platindurchmesser bestätigt, denn es war bei:

$$\sim 3000\ i_{B\,opt} = 8{,}15 \text{ Milliampere}$$
$$\sim 10^6 \quad " \quad = 8{,}20 \quad "$$

2. Verhalten der Thermo-Indikatoren.

Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt fand bei der Verwendung der Salomonson-Thermoelemente[1]) für die Messung schwacher Wechselströme Abweichungen bei Gleich- und

1) Die Beschreibung dieser Maschine, deren tadellosem Funktionieren es zu verdanken ist, daß diese Messungen sich so gut ausführen ließen, findet sich bei K. E. F. Schmidt, Ann. d. Phys. **14**, 22, 1904.

2) Max Wien, diese Zeitschr. **9**, 49, 1908.

3) Mikroskopisch ermittelt.

4) Zur Verwendung kam ein Spiegelgalvanometer von Siemens & Halske mit einem Systemwiderstand von 30 Ω. Stromempfindlichkeit bei der benutzten Aufstellung $ci = 1{,}5 \times 10^{-8}$ Amp. bezogen auf 1 Skt. (Doppelmillimeter).

1) Salomonson, diese Zeitschr. **7**, 463, 1906.

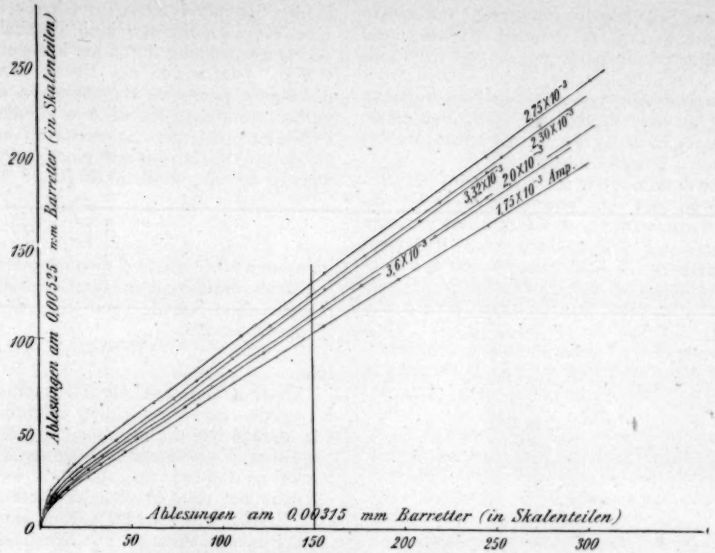


Fig. 2. Vergleich zweier Barretter bei einer Frequenz von 10^6 Perioden.

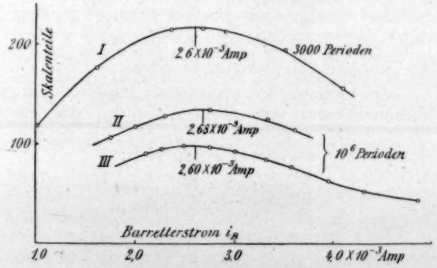


Fig. 3. Lage des Stromoptimums $i_{B\,\mathrm{opt.}}$ bei verschiedenen Frequenzen.

Wechselstrom, und zwar ergab sich für jedes Element eine „individuelle" (prozentuale) Abweichung[1]). Von der Frequenz des Wechselstromes zwischen 3 und 2500 Perioden waren die Angaben des Instrumentes unabhängig. Es war nun interessant nachzuprüfen, ob die jetzt vielfach in der Schwingungstechnik benutzten Thermoindikatoren in der von Klemenčic und Brandes[2]) angegebenen Form ähnliche Erscheinungen zeigten.

Die bis jetzt ermittelten Ergebnisse mögen hier folgen.

Die Untersuchung für Wechselströme bis zu

1) Tätigkeitsbericht der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt; Zeitschr. f. Instrumentenkunde **28**, 143, 1908.
2) Brandes, diese Zeitschr. **6**, 503, 1905.

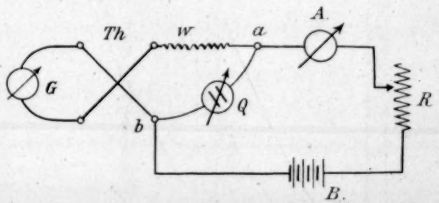


Fig. 4.

einer Frequenz von 3000 pro Sekunde geschah mit Hilfe eines Quadrantenelektrometers. Die Versuchsanordnung, welche in Fig. 4 zur Darstellung gebracht ist, ist folgende. In einem von der Batterie B (= 16 Volt) ausgehenden Stromkreis befindet sich ein Regulierwiderstand R, ein empfindliches Strommeßinstrument A, ferner ein dünner, geradlinig ausgespannter Konstantandraht w von 0,0208 mm Durchmesser und 1270 Widerstand in Serie geschaltet mit den Stromklemmen des zu untersuchenden Thermoindikators Th, an den Punkten a und b liegt das Quadrantenelektrometer Q in idiostatischer Schaltung.

Die Verwendung des dünnen Konstantandrahtes w war erforderlich, da die an den Stromklemmen des Thermoindikators auftretende Potentialdifferenz zu klein für das zur Verfügung stehende Elektrometer war. An den Galvanometerklemmen des Thermoindikators lag

ein Siemens-Spiegelgalvanometer G mit einem Widerstand von 30 Ω (bewegl. System) und einer Voltempfindlichkeit von 4.5×10^{-7} Volt pro Skt. (Doppelmillimeter) bei dem benutzten Skalenabstand von 3,89 m. Die Untersuchung ging nun in der Weise vor sich, daß unter gleichzeitiger Eichung des Thermoindikators das Elektrometer geeicht wurde.

Ist der kommutierte Ausschlag des Elektrometers $= \varphi$, die am Strommeßinstrument abgelesene Stromstärke $= i$, so erhalten wir eine Kurve für das Elektrometer $\varphi = f(i)$ und zwar für Stromstärken i, die brauchbaren Galvanometerausschlägen a des Galvanometers G entsprechen. Für diese Stromstärken wurden nun gleichzeitig für den Thermoindikator die Kurven $a = f(i)$ für beide Stromrichtungen aufgenommen, und zwar nach Fig. 5 für Stromrichtung A

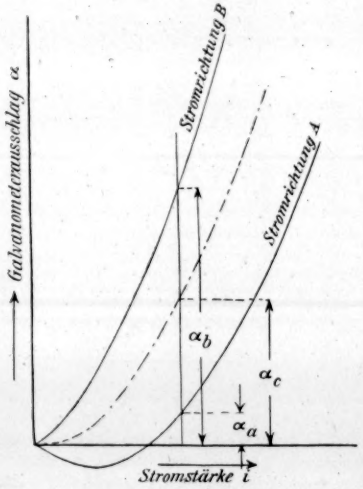


Fig. 5.

die Ordinaten a_a, für Stromrichtung B die Ordinaten a_b. Die aus diesen Versuchsergebnissen konstruierte Mittelkurve mit den Ordinaten

$$a_c = \frac{a_b - a_a}{2} + a_a$$

ist die theoretische Wechselstromkurve, für deren Konstante oder besser „Empfindlichkeitsfaktor" die Beziehung gilt:

$$C_g = \frac{i}{\sqrt{a_c}}.$$

Um nun nachzuweisen, ob diese konstruktiv ermittelte Kurve auch für Wechselstrom von 50 Perioden pro Sekunde Gültigkeit hat, wurde in den Stromkreis statt der Gleichstrombatterie eine Wechselstrommaschine geschaltet, deren Klemmenspannung durch die Erregung reguliert wurde. Jetzt wurde mit diesem Wechselstrom die Kurve $a_w = f(\varphi)$ aufgenommen und aus der vorher ermittelten Kurve $\varphi = f(i)$ die zu diesen φ-Werten gehörigen Stromwerte i entnommen, auf diese Weise ergibt sich eine Kurve $a_w = f(i)$, woraus der Empfindlichkeitsfaktor

$$C_w = \frac{i}{\sqrt{a_w}}$$

gewonnen wird. Sind bei dem benutzten Thermoindikator die Angaben für Gleichstrom (theoretische Mittelkurve) und für Wechselstrom identisch, so muß

$$C_g = C_w$$

sein.

Untersucht wurde ein Thermoindikator aus Manganin-Nickel mit einem Drahtdurchmesser von 0,0208 mm. Um einen Anhalt über die ungefähre Empfindlichkeit dieses Thermoindikators zu haben, mag erwähnt werden, daß derselbe bei einer Stromstärke von 0,002 Amp. eine E.M.K. von 3×10^{-4} Volt erzeugte.

Bei einem Versuch mit Wechselstrom von 50 Perioden pro Sekunde war

$$C_g = 433{,}5 \times 10^{-6} \text{ Amp.}$$
$$C_w = 433{,}7 \times 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Die geringe Abweichung ist innerhalb der Meßgenauigkeit, die 1 Proz. beträgt.

Bei einem Versuch mit hochfrequentem Wechselstrom von 2856 Perioden, der einer Teslamaschine entnommen wurde, die ich schon im Anfang erwähnte, ergab sich:

$$C_g = 420 \times 10^{-6} \text{ Amp.}^{1})$$
$$C_w = 417 \times 10^{-6} \text{ Amp.}$$

Hier tritt allerdings eine geringe Abweichung auf, die aber immer noch innerhalb der 1 proz. Meßgenauigkeit liegt. Vermutlich darf auch der 1 m lange Konstantendraht w schon bei dieser Frequenz nicht mehr als induktionsfrei angesehen werden. Für Funkenschwingungen ist diese Methode natürlich aus diesem Grunde nicht verwendbar. Hierfür diente die in Fig. 6 dargestellte Versuchsanordnung.

Zwei Thermoindikatoren Th_I und Th_{II} sind in Serie geschaltet, ihre Galvanometerklemmen sind durch eine Wippe abwechselnd an das Spiegelgalvanometer G zu legen.

Ist C_{gI} der Gleichstrom-Empfindlichkeitsfaktor von Th_I und C_{gII} derjenige von Th_{II}, ferner γ_I der Wechselstromausschlag von Th_I, γ_{II} derselbe von Th_{II}, so ist, wenn die Angaben

1) Die Abweichung dieses C_g-Wertes gegenüber demjenigen bei 50 $\sim$ hat ihren Grund in einem etwas geänderten Abstand von Skala und Galvanometer.

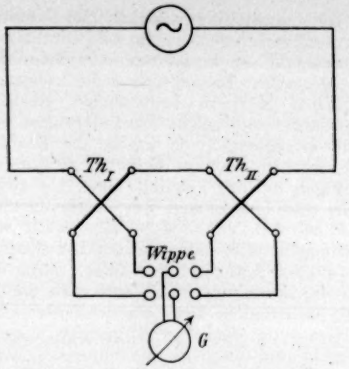


Fig. 6.

für Gleichstrom (theoretische Mittelkurve) und Wechselstrom identisch sind:

$$\frac{C_{gI}}{C_{gII}} = \frac{\sqrt{\gamma_{II}}}{\sqrt{\gamma_I}} = \varrho.$$

Untersucht wurden zwei Thermoindikatoren aus Manganin-Konstantan mit einem Drahtdurchmesser von 0,0154 mm, die ungefähr 5 mal so empfindlich waren, wie der vorher benutzte Thermoindikator aus Manganin-Nickel. Der Gleichstrom-Empfindlichkeitsfaktor war für beide Indikatoren in dem Bereich der benutzten Stromstärken sehr gut konstant. Die Gleichstromempfindlichkeiten waren:

für Th_I . . $C_{gI} = 41{,}9 \times 10^{-6}$ Amp.,
„ Th_{II} . . $C_{gII} = 38{,}4 \times 10^{-6}$ Amp.

Das Empfindlichkeitsverhältnis ϱ war:

für Gleichstrom . . . . . $\varrho = 1{,}095$,
„ Wechselstrom ~ 2600 . $\varrho = 1{,}098$,
„ Funkenschwingungen (10^6) $\varrho = 1{,}108$.

Die geringe Erhöhung von ϱ liegt innerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler.

Anders verhielten sich zwei andere Thermoindikatoren ähnlicher Empfindlichkeit, ebenfalls aus Manganin-Konstantan von 0,0154 mm Durchmesser. Bei der Eichung dieser Instrumente stellte sich heraus, daß die Empfindlichkeitsfaktoren nicht unabhängig von der Stromstärke waren, welche das Thermoelement erwärmte. Fig. 7 stellt diese Abhängigkeit dar. Bildet man hier das Empfindlichkeitsverhältnis ϱ, bezogen auf einen bestimmten Galvanometerausschlag $\alpha = 300$ Skt., so ergibt sich:

für Gleichstrom . . . . . $\varrho = 0{,}831$,
„ Wechselstrom ~ 2600 . $\varrho = 1{,}034$,
„ Funkenschwingungen (10^6) $\varrho = 1{,}023$.

Aus welchem Grunde der Empfindlichkeitsfaktor besonders bei dem Thermoindikator Th_I

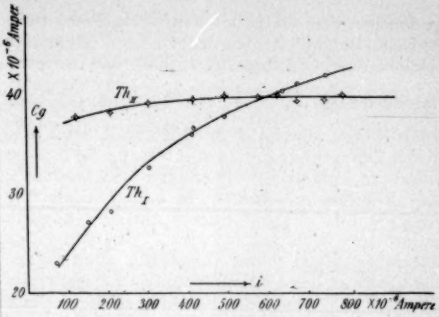


Fig. 7. Abhängigkeit des Empfindlichkeitsfaktors zweier Thermo-Indikatoren vom Belastungsstrom.

so stark mit der Stromintensität variiert, muß noch geklärt werden. Aus den Untersuchungen geht hervor, daß Thermoindikatoren mit konstantem Empfindlichkeitsfaktor für Gleich- und Wechselstrom, sowie auch für schnelle Schwingungen, praktisch identische Angaben machen.

Leider ist es mir, wegen meines Fortganges aus Halle, nicht möglich die Versuche weiter zu führen, dieselben werden aber von anderer Seite fortgesetzt.

Halle a. S., September 1908. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 29. Oktober 1908.)

Die Justierung des Quadrantelektrometers.

Von Hermann Scholl.

Inhalt: Experimentell wird festgestellt, welche Umstände es sind, die beim Quadrantelektrometer die Abweichungen von der linearen Beziehung zwischen Empfindlichkeit und Nadelpotential bedingen. Aus dem Befund ergibt sich eine einfache Justiervorschrift, die gleichzeitig Unabhängigkeit der Nullstellung vom Nadelpotential und genaue Proportionalität zwischen Empfindlichkeit und Nadelpotential zu erreichen gestattet. Zum Schluß wird die Konstruktion einer stabilen und leichten Quadrantennadel beschrieben.

Eine zwar schon länger bekannte, aber erst bei den neueren hochempfindlichen Quadrantelektrometern mit leichter Nadel und dünnem Suspensionsfaden störend gewordene Erscheinung, daß nämlich bei der üblichen Quadrantenschaltung die Empfindlichkeit des Instrumentes nicht, wie es die Maxwellsche Elektrometergleichung verlangt, linear mit dem Nadelpotential wächst, ist schon von Gouy[1]) richtig

1) Gouy, Journ. d. phys. **7**, 97, 1888.

gedeutet, von Orlich[1]) dann eingehend theoretisch behandelt worden. Die allgemeine Gleichgewichtsbedingung enthält den Differentialquotienten $\frac{\partial C}{\partial \alpha}$ der Nadelkapazität C nach dem Nadeldrehwinkel α. Maxwell setzt nun dieses Differential konstant. Orlich aber fügt ein Glied hinzu, welches α in erster Potenz aufhält[2]); infolgedessen erscheinen in seiner Gleichung mehrere mit α multiplizierte Glieder, nämlich außer dem auch bei Maxwell vorkommenden Torsionsmoment τ der Suspension eben dieses, das Quadrat des Nadelpotentials V_0 enthaltende Glied $\mathfrak{A} V_0^2$ aus der Nadelkapazität. Diese Glieder zusammen stellen aber die auf die Nadel einwirkende Direktionskraft D dar; somit hängt $D = \tau + \mathfrak{A} V_0^2$ nicht nur von der Fadentorsion, sondern auch vom Nadelpotential ab. Ist nun $\mathfrak{A}$ positiv, so nimmt mit steigendem Nadelpotential die Direktionskraft zu; dementsprechend müssen Schwingungsdauer T und Dämpfungsverhältnis k abnehmen und gleichzeitig die Empfindlichkeit E langsamer als linear wachsen, also der Quotient E/V_0 sinken (Fig. 1). Ist aber $\mathfrak{A}$ negativ, so findet in allem das Umgekehrte statt und die Kurven zeigen steigenden Charakter (Fig. 2).

1) E. Orlich, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **23**, 97, 1903.
2) Maxwell setzt also nur die Neigung der Kapazitätskurve in Rechnung, Orlich berücksichtigt auch deren Krümmung.

Die unmittelbar anschauliche Vorstellung der Kraftwirkungen, welche die Direktionskraft in dieser Weise beeinflussen, ergibt sich aus der bekannten Tatsache, daß die zwischen beweglichen Körpern bestehenden elektrischen Kraftlinien stets solche Veränderungen herbeizuführen suchen, durch welche der Kraftlinienfluß vermehrt, also der dielektrische Widerstand verringert wird. Folglich muß das zwischen Nadel und Quadranten bestehende elektrische Feld auf die Nadel stets eine Kraft in der Richtung zunehmender Kapazität ausüben. Ist nun in der Ruhelage der Nadel deren Kapazität ein Maximum, dann wird sich die Nadel beim Laden nicht bewegen; wird die geladene Nadel aus der Ruhelage abgelenkt, dann wird sie nicht nur durch die Fadentorsion, sondern auch durch das elektrische Feld in die Ruhelage zurückgezogen. Hier ist also $\mathfrak{A}$ positiv, die Direktionskraft des Fadens wird durch die „elektrostatische" Richtkraft unterstützt und die gesamte Direktionskraft wächst mit zunehmendem Nadelpotential. Daraus folgt fallender Charakter der Kurven wie in Fig. 1; bei einem bestimmten Nadelpotential $[V_0] = \sqrt{\frac{\tau}{\mathfrak{A}}}$ geht die Empfindlichkeit durch ein Maximum hindurch. Ist aber die Nadelkapazität in der Ruhelage ein Minimum, dann vergrößern die elektrostatischen Kräfte den Ausschlag der aus der Ruhelage entfernten Nadel noch weiter. Die

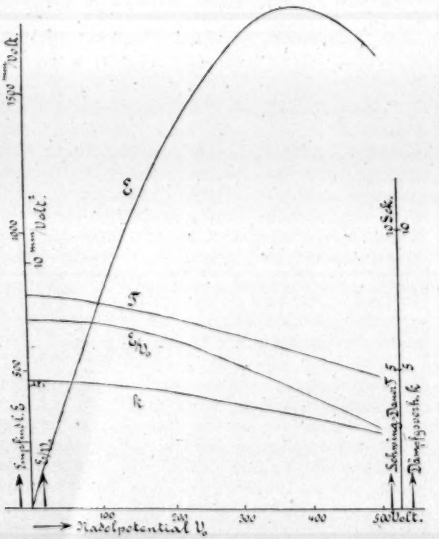


Fig. 1.

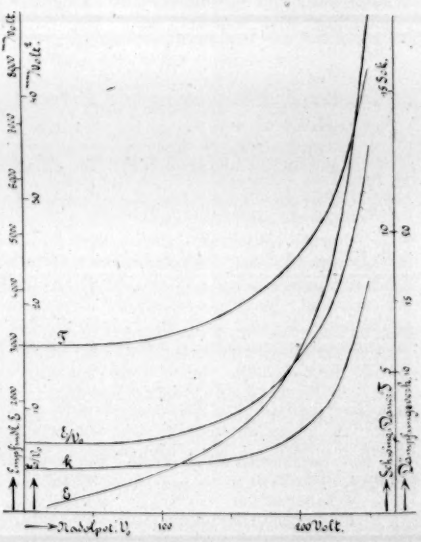


Fig. 2.

elektrostatische Direktionskraft verringert also diejenige der Fadentorsion, $\mathfrak{A}$ ist negativ, und somit müssen bei zunehmendem Nadelpotential T, k und $E|V_0$ ansteigen, wie es Fig. 2 zeigt, bis bei $V_0 = \sqrt{\frac{\tau}{\mathfrak{A}}}$ die Stabilität verloren geht und darüber hinaus Labilität eintritt.

Im allgemeinen, falls keinerlei besondere Justierung stattgefunden hat, wird die Kapazitätskurve im Ruhepunkt der Nadel weder ein Maximum noch ein Minimum besitzen, sondern fallen oder steigen und dabei gleichzeitig konkav oder konvex gegen die α-Achse sein. Der erste Umstand, die Neigung der Kurventangente $\frac{\partial C}{\partial \alpha}$, wird zur Folge haben, daß die Nadel beim Laden im Sinne zunehmender Kapazität sich bewegt; diese Drehung kann wieder rückgängig gemacht werden durch die entgegengesetzte Drehung des Torsionskopfes. Der zweite Umstand dagegen, die Krümmung der Kurve, bewirkt Zu- oder Abnahme von Schwingungsdauer und Dämpfung und entsprechendes Verhalten der Empfindlichkeit bei zunehmendem Nadelpotential.

Die Frage, wodurch diejenigen Veränderungen der Nadelkapazität, aus denen die elektrostatische Direktionskraft resultiert, hervorgerufen werden, ist in der Literatur mehrfach erörtert. Walker[1]) ist der Ansicht, daß durch die Schlitze zwischen den Quadranten, welche, da an ihnen keine Kraftlinien enden, kapazitätsvermindernd auf die Nadel wirken, je nach ihrer Relativstellung zur Nadel ein derartiger Einfluß hervorgerufen werde. Cohnstädt[2]) vermutet die Ursache in der geringen, auch bei sorgfältiger Ausführung nicht ganz zu vermeidenden Höhenversetzung der Quadranten. Dolezalek[3]) endlich weist auf die an den Rändern der Nadel auftretende Kraftlinienstreuung hin. Indes läßt sich leicht zeigen, daß keiner dieser Umstände allein oder auch nur in erster Linie für das Verhalten des Elektrometers verantwortlich zu machen ist. Nur die beweiskräftigsten Versuche seien erwähnt. Die Nadel befand sich in einer, aus zwei Hälften zusammengesteckten, geschlossenen Messingschachtel, die also nicht durch Schlitze in Quadranten unterteilt war. Am Spiegel war ein kleiner Magnet befestigt, so daß die Nadel durch eine außerhalb der Messingschachtel angebrachte Spule zwecks Bestimmung von Schwingungsdauer und Dämpfung angestoßen werden konnte. Es zeigte sich nun, daß T und k beim Anlegen einer Potentialdifferenz zwischen Nadel und Messingschachtel ganz erheblich abnahmen, daß also dieses elektrische Feld die Direktionskraft merklich vergrößerte. Die nichtlineare Beziehung zwischen Nadelpotential und Empfindlichkeit, welch letztere hier natürlich nicht bestimmbar ist, kann somit auch dann stattfinden, wenn die Voraussetzungen für die Erklärungen von Walker und Cohnstädt nicht erfüllt sind. Sodann wurde, nachdem die Nadel durch eine Vollkreisscheibe ersetzt war, ganz derselbe Versuch mit ganz demselben Resultat wiederholt; also auch hier, wo doch ein Streufeld im Sinne der Dolezalekschen Auffassung gar nicht vorhanden ist, vermag die Ladung der Scheibe das Auftreten einer elektrostatischen Direktionskraft zu bewirken. Deren Ursache muß also, wenigstens in erster Linie, in Umständen gesucht werden, die nichts mit der Unterteilung der Messingschachtel in Quadranten und nichts mit den Rändern der Nadel zu tun haben.

Nach diesen Umständen braucht offenbar nicht weit gesucht zu werden. Stünden, bei genau vertikaler Drehungsachse der Nadel, die vollkommen ebenen Quadrantenflächen völlig horizontal, dann würden offenbar alle Flächenelemente der Nadel sich parallel zu den Quadrantenflächen bewegen, also ihren Abstand von diesen nicht ändern; die Kapazität der Nadel müßte dann konstant, also von ihrer Einstellung unabhängig sein. Aber die Quadrantenflächen werden nie ganz eben und insbesondere stets mehr oder weniger gegen den Horizont geneigt sein; und da die Nadel ein sicherlich sehr unebenes Gebilde ist, so muß beim Drehen der Nadel der Abstand zwischen ihr und den Quadrantenflächen hier größer und dort kleiner werden und damit die Nadelkapazität in komplizierter und ganz unübersehbarer Weise sich ändern. Folglich muß man jedenfalls den Verlauf der Kapazitätskurve dadurch deutlich zu beeinflussen imstande sein, daß man die Neigung der Quadrantenflächen gegen den Horizont, also auch gegen die vertikale Nadelachse verändert. Das ist denn auch durchaus der Fall. Dahingehende Versuche zeigen, daß durch bloße Drehung an den Fußschrauben des Elektrometers nicht allein der Sinn der beim Laden der Nadel eintretenden Verschiebung der Ruhelage umgekehrt werden kann (entsprechend einem Vorzeichenwechsel von $\frac{\partial C}{\partial \alpha}$), sondern daß man es auch in der Hand hat, je nach Belieben die elektrostatische Direktionskraft derjenigen der Fadentorsion gleichsinnig oder ihr entgegengerichtet zu machen (entsprechend also entgegengesetztem Vorzeichen von $\mathfrak{A}$ bzw. der Krümmung der C-Kurve). Mittels der Fußschrauben des Instruments lassen sich also Neigung und

1) W. Walker, Phil. Mag. **6**, 238, 1903.
2) E. Cohnstädt, Diese Zeitschr. **7**, 380, 1906.
3) F. Dolezalek, Ann. d. Phys. **26**, 312, 1908.

Krümmung der Kapazitätskurve willkürlich einstellen[1]).

Hieraus ergibt sich nun offenbar die Möglichkeit eines mit den stets vorhandenen Mitteln durchführbaren Justierungsverfahrens, das die eingangs genannten Übelstände zu vermeiden gestattet. Ziel dieser Justierung wird es offenbar sein zu bewirken, daß im Ruhepunkt der ungeladenen Nadel Neigung und Krümmung der Kapazitätskurve Null werden, d. h. daß im gesamten Meßbereich die Nadelkapazität konstant ist; dann wird die Ruhelage unabhängig vom Nadelpotential sein und die Empfindlichkeit proportional mit dem Nadelpotential anwachsen. Stände die Drehachse der Nadel genau senkrecht und wären obere und untere Grenzflächen der Quadranten völlig eben und horizontal, so wäre die C-Kurve durchaus eine horizontale Gerade. Wegen der unvermeidlichen Unebenheit der Quadrantenflächen und sonstiger Unregelmäßigkeiten aber wird die horizontale Einstellung der Quadranten nicht die richtige Justierung ergeben. Doch ist diese stets leicht zu finden, etwa durch das folgende Verfahren. Die drei Stellschrauben seien so orientiert, wie Fig. 3 erkennen läßt, so daß also durch geeignete Betätigung derselben das Instrument und somit die Quadrantenschachtel nach Wunsch um die horizontale Achse AA bzw. BB gedacht

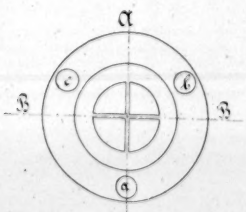


Fig. 3.

werden kann. Durch wenige Vorversuche ist leicht festzustellen, welche dieser Drehungen hauptsächlich die Abhängigkeit der Einstellung vom Nadelpotential (also die Neigung der Kapazitätskurve) beeinflußt, und welche hauptsächlich die Änderungen von T, k und E/V_0 (also die Krümmung der Kapazitätskurve) bestimmt. Verteilen sich beide Meisteinflüsse auf beide Achsen, variiert also z. B. die Kurvenneigung vorzugsweise bei Drehung um AA, die Krümmung bei Drehung um BB, dann ist offenbar leicht eine geeignete Stellung zu finden, in der beide Bedingungen erfüllt sind, die also die gewünschte Justierung darstellt. Und auch, wenn einer und derselben Achse beide Meisteinflüsse zukommen, ist die richtige Justierung möglich, solange nur, was meist von selbst zutreffen wird, nötigenfalls aber leicht erreicht werden kann durch geringe Höhenverschiebung der Nadel oder eines Quadranten usw., Drehung um die andere Achse beide Einflüsse in verschiedenem Maße verändert. Tatsächlich gelang bei einem bisher nach diesem Prinzip noch nicht behandelten Elektrometer, dessen hier in Betracht kommende Eigenschaften also noch unbekannt waren, die richtige Justierung nach etwa halbstündigem, systematischem Probieren[1]); dabei war anfänglich die Ruhelage stark vom Nadelpotential abhängig und die Empfindlichkeit auch nicht annähernd mit diesem proportional gewesen. Zum Schluß stand dann freilich die Nadel durchaus nicht zentrisch in der Quadrantenschachtel, da dem Instrument eine geeignete Verschiebungsvorrichtung am Torsionskopf fehlte[2]).

Wegen unvermeidlicher Unregelmäßigkeiten und Unebenheiten von Quadranten und Nadel kann die Kapazitätskurve niemals eine durchaus gerade Linie sein; sie wird von einer solchen immer mehr oder weniger abweichen, also eine mehr oder weniger stark gekrümmte Kurve sein, die nur, falls die richtige Justierung erreicht ist, im Ruhepunkt der Nadel eine horizontale Tangente besitzt, an welche Berührung zweiter Ordnung stattfindet. Das hat zur Folge, daß strenge Proportionalität zwischen Potentialdifferenz der Quadranten und Nadelausschlag nur über einen solchen Drehungswinkel gilt, in welchem die Kurve der Nadelkapazität von der Geraden nicht merklich abweicht. Darüber

1) Die bei Orlich vorkommenden Größen $\mathfrak{A}$ usw. sind demnach für ein und dasselbe Instrument mit derselben Nadel keine Konstanten, sondern von der zufälligen Justierung abhängig. Deshalb ist die Empfindlichkeitskurve nur bezüglich der Anfangsneigung $\left(\frac{\partial E}{\partial V_0}\right)_0$ durch die Dimensionen von Quadranten, Nadel, Faden, sowie die Höhenlage der Nadel bestimmt; der weitere Verlauf dagegen ist beliebig veränderlich.

1) Erst als der vorliegende Aufsatz abgeschlossen war, fand ich in einem Tätigkeitsbericht der Physikalisch-technischen Reichsanstalt (Zeitschr. f. Instrumentenkunde **24**, 147, 1906) eine kurze Notiz von H. Schultze über denselben Gegenstand, in der bereits dasselbe Mittel, welches $\mathfrak{A}$ gleich Null zu machen gestattet, angegeben wird, jedoch ohne weitere Begründung.

2) Dolezalek (Ann. d. Phys. **26**, 312, 1908) hebt in der Beschreibung seines Binantelektrometers als einen der Vorzüge des neuen Instruments gegenüber dem Quadrantelektrometer die wesentlich bessere Proportionalität der Empfindlichkeit mit der Nadelladung hervor. Wie sich aus dem Obigen ergibt, darf das nicht allgemein behauptet werden; es ist nur Sache der richtigen Justierung beider Instrumente, durch welche genau lineare Beziehung zwischen Empfindlichkeit und Nadelladung erzielt werden kann. Die Kugelform übrigens, die Dolezalek Nadel und Schachtel gibt, macht die Justierung mittels der drei Fußschrauben, wie es oben vorgeschlagen wurde, um so unwirksamer, je näher der Aufhängepunkt der Nadelsuspension dem Krümmungsmittelpunkt liegt. Hier müßte durch eine besondere Stellvorrichtung die Binantenschachtel als Ganzes für sich nach allen Richtungen geneigt werden können, etwa wie das beim Hallwachsschen Elektrometer der Fall ist.

hinaus müssen elektrostatische Direktionskräfte auftreten, die für entsprechend große Ausschläge Abweichungen der Empfindlichkeitskurve von der Geradlinigkeit zur Folge haben. Das geschieht aber erst bei um so größeren Ausschlägen, je weniger gekrümmt im allgemeinen die Kapazitätskurve verläuft; und das ist sicher um so mehr der Fall, je besser die mechanische Ausführung des Instrumentes ist, speziell je mehr Sorgfalt auf Ebenheit von Nadel und Quadrantenflächen gelegt wurde.

Nicht immer braucht das erwünschte Ziel der Justierung möglichst vollständige Proportionalität zwischen Empfindlichkeit und Nadelpotential zu sein. Bisweilen wird möglichst schnelle Zunahme der Empfindlichkeit mit steigendem Nadelpotential anzustreben sein, etwa wenn nur verhältnismäßig geringe Spannung zum Laden der Nadel zur Verfügung steht; oder aber man wird Wert legen auf recht geringe Schwingungsdauer, also tunlichste Erhöhung der Direktionskraft. Anstatt in solchen Fällen das Gewünschte durch Einziehen geeigneter Suspensionsfäden zu erreichen, wird es bequemer sein, durch eine der beschriebenen analoge Justierung die Kapazitätskurve derart zu beeinflussen, daß der gewollte Effekt eintritt.

Zum Schluß einige Worte über die Konstruktion einer Quadrantennadel, die sich gut bewährt hat. Zu erstreben ist einerseits geringes Trägheitsmoment, andererseits aber großes Gewicht der ganzen Nadel, damit die unveränderte Lage der vertikalen Drehungsachse genügend gesichert ist, also durch die elektrostatischen Kräfte zwischen Nadel und Quadranten nicht beeinflußt wird. Achtet man hierauf nicht, dann sind, auch wenn es nicht zu einem Anliegen der geladenen Nadel an die Quadranten kommt, Störungen unvermeidlich,

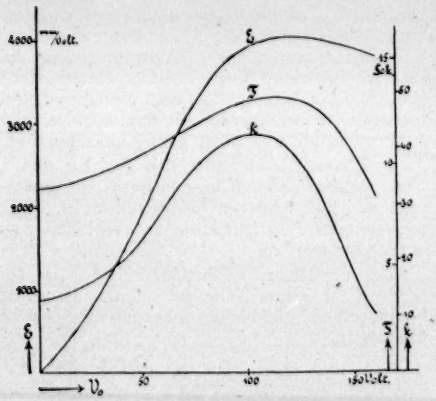


Fig. 4.

wie sie Fig. 4 zeigt; man sieht dort, daß bei niederen Nadelpotentialen V_0 die elektrostatische Direktionskraft negativ ist, daß aber bei höheren Potentialen eine solche Schrägstellung der Drehachse stattfindet, daß der umgekehrte Effekt entsteht. Gute Resultate lieferte die in Fig. 5

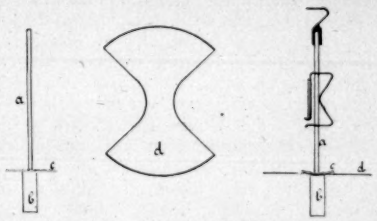


Fig. 5. Natürl. Größe.

skizzierte Nadel. Der axiale Teil (Gehänge) besteht aus einem kräftigen Messingdraht *a* (0,7 mm Dm.), der durch ein unten angeschraubtes Gewicht *b* noch besonders beschwert ist. Dort, wo *a* und *b* zusammenstoßen, ist ein dünnes Platinblech *c* angelötet. Die etwa 25 mm lange Nadel besteht aus einem Glimmerblatt von ca. 0,015 mm Dicke, das mit Hilfe einer Messingschablone auf einer untergelegten Glasplatte beschnitten und dann im Wasserstoffvakuum kathodisch mit Platin bestäubt wird. Die fertige Nadel wird auf *a* geschoben und auf *c* aufgelegt, worauf nach Zufügen von einigen kleinen Stanniolblättchen die Enden von *c* umgebogen werden, so daß sie die Nadel fest umfassen. Im Interesse größerer Steifheit des dünnen Glimmerblattes ist es gut, zum Schluß die Nadel in der Mitte ein wenig zu wölben, was leicht durch geeignetes Biegen an *c* geschehen kann; dadurch wird gerade die Mitte, die schwächste Stelle, versteift, während die großen Endflächen fast völlig eben bleiben. Das Ganze ist nun so fest, daß es bei *b* in eine Drehbank eingespannt und gehörig ausgerichtet werden kann, worauf dann die Spiegelfassung und eine kleine, den Aufhängehaken tragende Hülse aufgeschoben werden können, ohne daß Verbiegen im mindesten zu befürchten wäre.

Das Gesamtgewicht der Nadel beträgt 520 mg, das Gehänge wiegt 500 mg, die platinierte Glimmernadel selbst 20 mg. Das gesamte Trägheitsmoment ist 0,017 g/cm², das des Gehänges allein 0,008 g/cm² und das der Nadel allein 0,009 g/cm².

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 30. Oktober 1908.)

Eine neue Isolationsmethode.

Von N. Russeltvedt.

Bei elektrischen — speziell luftelektrischen — Messungen in feuchter Luft hat man immer die Schwierigkeit zu bekämpfen, daß wegen der Feuchtigkeitsaufnahme an den Isolatoren die Isolation versagen wird. Durch vollständige Verkapselung des Isolators, so daß nur ein Loch zurückbleibt, durch welches der Leiter frei hinausragen kann, und durch Austrocknen dieser Kapsel sucht man, wie es z. B. mit dem Elster und Geitelschen Elektroskop der Fall ist, diese Schwierigkeit zu vermeiden. Wer sich mit luftelektrischen Messungen im Freien beschäftigt hat, wird indes die Mängel dieser Anordnung zugeben. Wenn kleine Wasserpartikel in der Luft herumschweben (Nebel und Regen), versagen oft die in dieser Weise geschützten Isolatoren ganz, gleichfalls werden die Observationsresultate unsicher, wenn die Luft unruhig ist, da, wie bekannt, ein einziger Windstoß oft genügt, die in der Kapsel sich befindliche Luft ganz zu erneuen. Wenn die neu zugeführte Luft nun feucht ist, wird sie mindestens eine Schwankung der Isolationskonstante hervorrufen. Ich habe mich darum nach einer anderen Methode umgesehen. Es fiel mir dann ein, daß man gewöhnlich, wenn die Luft feucht ist, die Elektrisiermaschine, um eine bessere und sicherere Wirkung zu erhalten, ein wenig erwärmt, ehe man sie in Gebrauch nimmt. Ich meinte nun, daß dieses Verfahren allgemein verwendet werden könne. Die von mir so in Verwendung gebrachte, unten näher beschriebene Methode besteht darin, daß ich die übrigens sorgfältig gebauten Isolatoren mittelst eines elektrischen Heizapparates erwärme. Dabei kann die relative Feuchtigkeit in der Nähe des Isolators beliebig erniedrigt werden, wenn die Temperatur der Umgebung nicht so hoch ist, daß der Isolator durch weitere Erwärmung zerstört wird. Da eine Temperatur von etwa 15° C über die der umgebenden Luft jedenfalls als hinreichend anzusehen ist, um die notwendige Trockenheit zu erhalten, so ist gewöhnlich diese Gefahr nicht vorhanden.

Fig. 1 stellt die allgemeine Form meines mit Heizapparat versehenen Isolators dar. Das obere Ende ist gegen Feuchtigkeit geschützt.

A ist der Leiter, welcher isoliert werden soll, *B* der Isolator, *C* der Heizapparat. *D* ist ein Rohr, das in den Hohlraum des Isolators ausmündet und zur Befestigung des Austrocknungsgefäßes *G* dient, welches zum Austrocknen des Hohlraumes des Isolators dient. *E* ist die an den Heizapparat führende elektrische Stromleitung. *F* ist eine an der Kapsel des Heizapparates festgelötete Leitung, die, wenn der

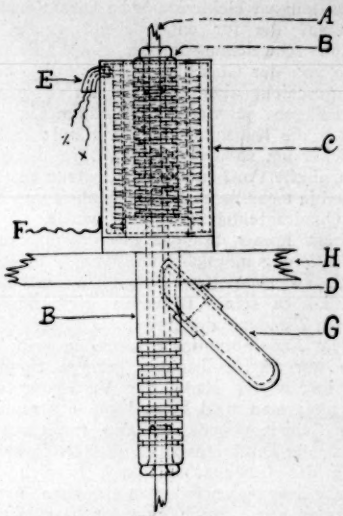


Fig. 1.

Apparat verwendet wird, gut geerdet werden muß. *H* ist die Wand, an welcher der Isolator befestigt ist. Soll *A* nicht, wie an der Figur, durch eine Wand geführt werden, dann wird der Isolator natürlich wie gewöhnlich nicht ganz durchgebohrt, und auch nicht der Bernsteinstopf *b* (siehe Fig. 2), in welchen dann *A* enden dürfe. Das untere Ende ist dann übrigens wie ein gewöhnlicher Zapfen herzustellen.

Fig. 2 zeigt einen Zentralschnitt des Isolators. Derselbe ist aus dickwandigem Ebonitrohre gedrechselt und mit Nuten *r* an den freien Enden versehen[1]). Rücksichtlich dieser Nuten will ich bemerken, daß die Konstruktion der an Starkstromanlagen für hohe Spannung verwendeten Porzellanisolatoren mir als Vorbild gedient hat. Der wesentlichste Vorteil dieser Nuten in der Elektrostatik ist der, daß man die Oberflächenisolation bei Berührung mit den Händen nicht beeinträchtigt, was sonst häufig eintreten kann.

Der Leiter *A* berührt den Isolator nur an zwei Stellen, nämlich in den Bernsteinstopfen *b* und *b'*. Die letzteren (Konstruktion s. Figur) müssen, um Luftzirkulation zu verhindern, gut eingepaßt werden.

Der aus Ebonit verfertigte Teil des Isolators wird wegen seiner Neigung zum Oxydieren des in demselben befindlichen Schwefels mit Schellack überzogen.

In Fig. 3 sieht man die Kapsel des Heiz-

1) Solche Nuten sind auch von Herrn Prof. Dr. Schering und vielleicht auch anderen Forschern verwendet.

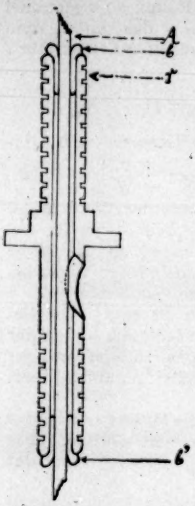


Fig. 2.

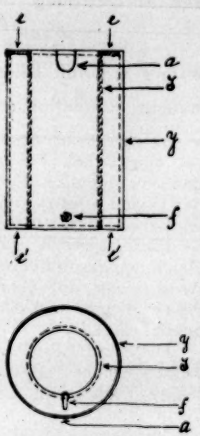


Fig. 3.

apparates. Sie besteht aus zwei Teilen, einem äußeren (Y) und einem inneren (I), die, wenn zusammengeschoben wie in der Figur, gut zusammenpassen müssen. Die Anfertigung geht auf folgende Weise vor: Die Außenseite der Innenkapsel und die Innenseite der Außenkapsel werden, um die notwendige Isolation zu erhalten, mit einer passenden Schicht von Asbest belegt, die Länge des Widerstandsdrahtes wird bestimmt; die Mitte des Drahtes wird an den an der Innenkapsel befestigten Glasstift f angeheftet und beide Enden werden an der Asbestschicht der Innenkapsel nebeneinander (wie in Fig. 1 gezeigt) aufgewunden und an dem elektrischen Kabel E (Fig. 1) angelötet. Das Kabel wird durch das Loch a herausgeführt, der Asbest wird gut ausgetrocknet; die zwei Teile werden mit Zinn luftdicht zusammengelötet und a wird mit Siegellack oder einem anderen geeigneten Material gedichtet. — Der auf diese Weise angefertigte Isolatorenheizapparat hat sich an dem Observatorium des Norwegischen Meteorologischen Instituts jahrelang gut gehalten.

Die Methode ist gut, man muß sich aber auch hier erinnern, daß man, wenn dieses Verfahren im Freien verwendet wird, den Isolator gegen Niederschlag und starken Wind, der eine plötzliche starke Abkühlung zur Folge hat, schützen muß.

Man kann natürlich im Laboratorium, wo es sich nur um kürzeren Gebrauch eines Apparates handelt, die Isolatoren, von unten oder von oben, mittels einer gewöhnlichen Glühlampe mit aller Vorsicht erwärmen; handelt es sich dagegen um Trockenhalten von Isolatoren im Freien und längere Zeit — z. B. bei Registrierungen — ist letztere Methode nicht zu empfehlen. Sie ist nicht zweckmäßig und obendrein kostspielig. Bei Serienschaltung können 10—15 der oben beschriebenen Heizapparate durch die Energie, die eine gewöhnliche 16kerzige Glühlampe braucht, gespeist werden.

Schließlich möchte ich noch bemerken, daß auch hier die Spinnen ihre unliebsame Wirksamkeit entfalten, und zwar wegen der Wärme in verstärktem Grade. Auch andere Insekten werden sich gern an den Apparaten niederlassen, um es sich bei der Wärme gemütlich zu machen. Versagt die Isolation plötzlich, so muß man auch diesen Umstand im Auge behalten.

Kristiania, im Oktober 1908.

(Eingegangen 6. November 1908.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 80. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KÖLN.

Karl Scheel und Rudolf Schmidt (Charlottenburg), Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums.

Über das Lichtbrechungsvermögen des Heliums liegen Arbeiten von Lord Rayleigh[1]), sowie von Ramsay und Travers[2]) vor. In beiden wurde der Brechungsexponent von Helium relativ zu dem von Luft und Wasserstoff nach einer Interferenzmethode bestimmt, welche auf dem Vergleich der Lichtgeschwindigkeiten in gleichen Längen zweier Gase beruht.

Die gefundenen Verhältniszahlen von $n-1$ für Helium gegen Luft sind

nach Lord Rayleigh 0,146
„ Ramsay und Travers . . 0,1238

Diese Werte beziehen sich nicht auf eine bestimmte Wellenlänge, sondern gelten für weißes Licht (Petroleumlampe). Für den absoluten Brechungsexponenten des Heliums ergibt sich hieraus, unter Zugrundelegung des Brechungsexponenten der Luft für die Natriumlinie $n_D = 1{,}000\,2928$:

1) Proc. Roy. Soc. **59**, 201—206, 1896.
2) Ebenda **67**, 331, 1900.

nach Lord Rayleigh . . . $n = 1{,}0000427$
„ Ramsay und Travers $n = 1{,}0000362$

Beide Werte weichen erheblich voneinander ab. Über die Reinheit des benutzten Heliums gibt Lord Rayleigh nichts an. Die Dichte des von Ramsay und Travers untersuchten Gases war 1,98, falls man annehmen kann, daß die Bestimmung des Brechungsexponenten mit der von ihnen dargestellten reinsten Fraktion vorgenommen wurde. Dagegen scheint das von Lord Rayleigh benutzte Helium noch stärker verunreinigt gewesen zu sein, eine Annahme, die um so wahrscheinlicher ist, als seine Beobachtungen in die Zeit fielen, in welcher die Eigenschaften des Heliums erst wenig bekannt waren.

Da in der Reichsanstalt zu anderen Zwecken eine größere Menge Helium dargestellt und außerdem eine bequeme Methode zur Bestimmung von Brechungsexponenten von Gasen ausgebildet war, so schien es erwünscht, eine Neubestimmung des Brechungsexponenten von Helium vorzunehmen.

Das Helium wurde aus Monazitsand gewonnen und in bekannter Weise durch Überleiten über Bleichromat, Kupfer und Kupferoxyd gereinigt. Die letzten Spuren fremder Gase, auch das aus dem Monazitsand mitentwickelte Argon (etwa 0,5 Proz.) wurden durch Überleiten über mit flüssiger Luft gekühlte Kokosnußkohle und Platinschwamm vollständig entfernt. Eine sorgfältige spektroskopische Untersuchung vor und nach den Versuchen ließ keinerlei Verunreinigungen erkennen.

Über die Methode der Bestimmung des Brechungsexponenten sei auf die frühere Veröffentlichung des einen von uns[1]) verwiesen. Sie gründet sich darauf, daß zwischen zwei einander nahezu parallelen ebenen Flächen, die durch einen Zwischenraum von der Dicke h getrennt sind, Fizeausche Interferenzen erzeugt werden und die Anzahl k der Interferenzstreifenintervalle gemessen wird, welche durch eine feste Marke hindurchgehen, wenn der mit dem zu untersuchenden Gase erfüllte Zwischenraum von der Dicke h evakuiert wird. Bezeichnet λ die Wellenlänge im leeren Raum, so ergibt sich der Brechungsexponent $n_{t,p}$ des unter dem Druck p stehenden Gases von der Temperatur t aus der Gleichung

$$k = \frac{2h}{\lambda}(n_{t,p} - 1),$$

woraus sich mit Hilfe des Gesetzes vom konstanten Refraktionsvermögen $\frac{n-1}{d} = \text{const.}$, $n_{0,760}$, der Brechungsexponent des Gases unter 760 mm Druck bei 0^0, berechnet. h ist bei den vorliegenden Versuchen durch die Höhe des Quarzringes gegeben und bei der Versuchstemperatur (etwa 14^0) gleich 9,998 mm.

Die folgenden Tabellen enthalten die Beobachtungsresultate, welche lediglich wegen der Ausdehnung des Quarzringes zufolge geringer Abweichungen von der Mitteltemperatur 14^0 verbessert sind.

Die letzte Tabelle gibt die Mittelwerte beider Reihen wieder. Es ist versucht worden, diese Werte nach einer Dispersionsformel von der Form

$$n - 1 = a + b \cdot \frac{1}{\lambda^2}$$

darzustellen, doch ergab eine Auswertung der Beobachtungen nach der Methode der kleinsten Quadrate für b nahezu den Wert 0. Die Dispersion des Heliums scheint also sehr klein zu sein, und innerhalb der Beobachtungsfehler vorliegender Untersuchungen zu liegen. Man wird also den Mittelwert obiger Zahlen

$$n = 1{,}0000340$$

als den für das ganze sichtbare Spektrum gültigen Wert des Brechungsexponenten des Heliums anzunehmen haben. Seinen wahrscheinlichen Fehler kann man auf Grund der inneren Übereinstimmung der Messungen auf ± 2 Einheiten der letzten angegebenen Ziffer ansetzen.

Dieser Wert des Brechungsexponenten ist noch erheblich kleiner als derjenige von Ramsay und Travers. Diese Unstimmigkeit kann man wohl nicht auf Verunreinigung des von Ramsay und Travers benutzten Gases zurückführen, wenngleich beispielsweise weniger als $^1/_2$ Proz. Kohlenwasserstoffe bereits zu ihrer Erklärung ausreichen würde. Jedenfalls aber hat

1) Karl Scheel, Verh. d. D. Phys. Ges. **9**, 24—36, 1907.

1. Reihe.

$\lambda/2$	Lesung				k	$k\frac{\lambda}{2}$	$n_{0,760}-1$
μ	Vakuum	$t = 14{,}10^0$ $p = 769{,}6$ mm	Vakuum	Vakuum Mittel			
0,3338	1,816	0,814	1,815	1,815	1,001	0,334	0,000 034 7
0,2938	1,197	0,144	1,297	1,247	1,103	0,324	0,000 033 7
0,2895	1,787	0,691	1,827	1,807	1,116	0,323	0,000 033 6
0,2885	1,528	0,431	1,602	1,565	1,134	0,327	0,000 034 0
0,2508	1,698	0,158	1,773	1,735	1,277	0,320	0,000 033 2
0,2179	2,101	0,639	2,155	2,128	1,489	0,324	0,000 033 7

2. Reihe.

$\lambda/2$ μ	Lesung Vakuum	Lesung $t = 13{,}89^0$ $p = 778{,}8$ mm	Lesung Vakuum	Lesung Vakuum Mittel	k	$k\frac{\lambda}{2}$	$n_{0,760}-1$
0,3338	1,828	0,816	1,817	1,822	1,006	0,336	0,000 034 5
0,2938	1,227	0,096	1,239	1,233	1,137	0,334	0,000 034 3
0,2895	1,750	0,632	1,800	1,775	1,143	0,331	0,000 034 0
0,2885	1,570	0,426	1,566	1,568	1,142	0,329	0,000 033 7
0,2508	1,739	0,426	1,753	1,746	1,320	0,331	0,000 034 0
0,2179	2,109	0,551	2,104	2,106	1,555	0,339	0,000 034 8

$\lambda/2$ μ	$n_{0,760}-1$ Mittel	$B-M$ in 10^{-7}	$\lambda/2$ μ	$n_{0,760}-1$ Mittel	$B-M$ in 10^{-7}
0,3338	0,000 034 6	+6	0,2885	0,000 033 8	−2
0,2938	0,000 034 0	0	0,2508	0,000 033 6	−4
0,2895	0,000 033 8	−2	0,2179	0,000 034 2	+2

falls man überhaupt Verunreinigungen zulassen will, der kleinste Wert des Brechungsexponenten für Helium immer die größte Wahrscheinlichkeit, weil Helium von allen Gasen den bei weitem kleinsten Brechungsexponenten besitzt.

Es mag aber auch darauf hingewiesen werden, daß die hier benutzte absolute Methode zur Bestimmung des Brechungsexponenten einer relativen Methode, wie sie von Lord Rayleigh sowohl, als auch von Ramsay und Travers angewendet ist, sicher überlegen ist.

Zusatz: Kurz nach Abschluß der vorliegenden Arbeit sind noch drei Veröffentlichungen über Brechung und Dispersion des Heliums erschienen, deren Ergebnisse sich durch die folgenden Gleichungen darstellen lassen:

Burton[1] . . $(n-1)\cdot 10^7 = 347{,}8 + 0{,}75\cdot\frac{1}{\lambda^2}$,

Cuthbertson und Metcalfe[2])

$$(n-1)\cdot 10^7 = 347 + 0{,}83\cdot\frac{1}{\lambda^2},$$

Herrmann[3] $(n-1)\cdot 10^7 = 330{,}4 + 4{,}40\cdot\frac{1}{\lambda^2}$,

wo λ die Wellenlänge in $\mu = 0{,}001$ mm bezeichnet.

1) H. Burton, Proc. Roy. Soc. (A) **80**, 390—405, 1908.
2) C. Cuthbertson and E. Parr Metcalfe, Proc. Roy. Soc. (A) **80**, 411—419, 1908.
3) Kurt Herrmann, Verh. D. Phys. Ges. **10**, 211—216, 476—482, 1908.

Der Inhalt der Formeln läßt sich durch die folgende vergleichende Tabelle anschaulich machen:

	λ	Scheel und Schmidt	Burton	Cuthbertson und Metcalfe	Herrmann
$(n-1)\cdot 10^7$	0,589 μ	340	350	349	343
δn in 10^{-7}	0,644 „	0	0	0	−2
	0,578 „	0	0	0	0
	0,436 „	0	+2	+2	+10

Die in der vorliegenden Arbeit gefundene geringe Dispersion des Heliums wird innerhalb der Fehlergrenzen durch die englischen Arbeiten bestätigt, wogegen die bezüglichen Messungen von Herrmann eine erhebliche Abweichung zeigen. Dem hier bestimmten absoluten Wert des Brechungsexponenten kommt für die Natriumlinie der Herrmannsche Wert am nächsten.

(Eingegangen 19. Oktober 1908.)

Diskussion.

Pulferich: Ich möchte fragen, nach welchen Methoden die englischen Messungen ausgeführt sind.

Scheel: Alle drei Arbeiten sind nach der Methode des Jaminschen Refraktors ausgeführt.

VORTRÄGE UND REDEN.

Wissenschaft und Technik [1]).

Von Felix Klein.

Königliche Hoheit! Hochgeehrte Anwesende! Das war vor 30 Jahren, daß eine kleine Zahl Professoren der hiesigen Technischen Hochschule sich alle 14 Tage am Samstag abend zusammenfand, um in ausführlicher Bezugnahme durch Vortrag und Diskussion ihre wissenschaftlich-technischen Interessen abzuklären und zu fördern. Sie nannten sich das Mathematische Kränzchen, aber nicht die einzelne Wissenschaft in abstracto, sondern die Beziehung zwischen Wissenschaft und Technik bildete den Mittelpunkt des gemeinsamen Interesses. Daß diese Beziehung, insbesondere was Mathematik und Physik angeht, sehr viel weiter entwickelt werden müsse, als bis dahin geschehen, das war das ständige Argument, welches unser verehrtes Mitglied, Professor Linde, uns mit nie ermüdendem Eifer vor die Seele stellte. Bauschinger hatte schon einige Jahre vorher an der Münchener Technischen Hochschule das erste staatliche Laboratorium für Festigkeitslehre eröffnet. Jetzt war es Linde gelungen, ein Laboratorium für theoretische Maschinenlehre zu begründen, in welchem zunächst Untersuchungen über die thermodynamischen Eigenschaften des überhitzten Wasserdampfes durchgeführt werden sollten.

Die Form ist bald zerfallen, die Mitglieder unseres kleinen Kreises wurden zerstreut, aber der Gedanke, der uns zusammengeführt, hat sich als siegreich erwiesen und in der Gründung des Deutschen Museums eine glänzende, nie geahnte Verwirklichung gefunden. Mir aber haben Sie den ehrenvollen Auftrag erteilt, bei der heutigen Festversammlung der Museumsmitglieder die Beziehung zwischen Wissenschaft und Technik in den Mittelpunkt der Betrachtung zu rücken, damit wir uns der Grundlage bewußt werden, auf der wir bauen, und der weiteren Ziele, die damit gegeben sind.

Der größte Feind, geehrte Anwesende, der richtigen Bestrebungen erwächst, ist nicht äußerer Widerstand, sondern Übertreibung. Von ihr müssen wir uns von vornherein freihalten, wenn wir nicht in ein falsches Fahrwasser geraten wollen. Noch andere, noch wichtigere Vorbedingungen für das Gedeihen der Technik gibt es als die Verbindung mit der Wissenschaft. Das sind die allgemeinen intellektuellen und ethischen Qualitäten: der technische Instinkt, der Unternehmungsgeist, die Beharrlichkeit; auch die Organisation der Arbeit spielt eine wichtige Rolle. Und ebenso hat die Wissenschaft ihre stärksten Wurzeln für sich: den unbedingten Trieb zur Erforschung der Wahrheit, woran sich die Unbestechlichkeit des Urteils schließt, die Freude am geordneten Denken, die Gründlichkeit und auch wohl eine gewisse Langsamkeit. Werden die beiden Gebiete in gedeihliche Wechselwirkung treten? Es gelingt nicht immer, und es sind unter Umständen auch üble Folgen der Bezugnahme zu vermerken, bei denen ich heute nicht weiter verweile. Aber wo sich die geeigneten Kräfte zusammenfinden, da entsteht neues, nach beiden Seiten förderliches Leben. Für die Wissenschaft kommt hier nicht nur der wichtige Impuls in Betracht, der sich aus dem Herankommen neuer Hilfsmittel ergibt, sondern ganz wesentlich auch die Befruchtung mit neuen, fremder Erfahrung entstammenden Ideen. Die technischen Betriebe aber werden durch erfolgreichen Kontakt mit der Wissenschaft auf eine höhere Stufe der Leistungsfähigkeit emporgehoben, zum Teil überhaupt erst ermöglicht. Es muß genügen, hier einige wenige Gebiete und führende Persönlichkeiten zu nennen, welche die Art dieser Einwirkung in einer jedermann verständlichen Weise besonders deutlich hervortreten lassen.

Ich nenne zuerst, wie billig, die chemische Technik, die ihren Bund mit der chemischen Wissenschaft unter Liebigs genialer Führung schloß, um ihn in der Folge immer enger zu gestalten, und sich dadurch bis zu einer Höhe der Leistung zu erheben, welche jede ausländische Konkurrenz weithin zurückgedrängt hat. Nichts erfreulicher für den Vertreter der Wissenschaft, als eine der großen Arbeitsstätten zu durchwandern, welche die chemische Industrie sich geschaffen. Denn den Anforderungen der immer fortschreitenden Praxis wird hier in der Weise begegnet, daß Hunderte gelehrter Chemiker nach den verschiedensten Richtungen hin mit rein theoretischen Untersuchungen beschäftigt werden.

Ich erwähne ferner, ebenfalls an Münchener Erinnerungen anknüpfend, den Bau der optischen Instrumente. Fraunhofer ist der Typus eines der seltenen Männer, bei denen exakteste physikalische Beobachtung und sorgsamste Durchführung der technischen Prozesse von Hause aus Hand in Hand gehen. Und in unseren Tagen hat Abbe, indem er seine theoretischen, insbesondere auch mathematischen Fähigkeiten mit der praktischen Leistung eines hervorragenden Mechanikers (Zeiß) verband,

1) Vortrag, gehalten bei der Jahresfeier des Deutschen Museums am 1. Oktober 1908 im Wittelsbacher Palais zu München. (Abgedruckt aus der Internationalen Wochenschrift für Wissenschaft, Kunst und Technik vom 17. Oktober 1908.)

jene wunderbaren Jenenser Werkstätten geschaffen, welche die ausführende Optik auf eine ganz neue Basis stellten. Es gibt keine Frage der modernen Physik oder Chemie, insbesondere auch der Kristallkunde, die hier nicht unmittelbar aufgenommen und mit praktischen Problemen in Verbindung gesetzt würde.

Endlich die Elektrotechnik mit ihrem stattlichen Sprossen, der drahtlosen Telegraphie! Kein Zweifel, daß dieses Gebiet technischen Schaffens, welches sich immer mehr anschickt, unsere ganzen Existenzbedingungen umzugestalten, ausschließlich auf dem Boden fortgeschrittener physikalischer Einsicht entstanden ist. Von Ohm über Gauß und Weber bis hin zu Hertz (um nur einheimische Namen zu nennen) geht die Reihe der Forscher, an welche sich die großen Praktiker, allen voran unser Siemens, seinerzeit unmittelbar angeschlossen haben. Und nun hat sich die erfreulichste Wechselwirkung entwickelt, die höchstens durch die ungeheure Ausdehnung, welche das Gebiet gewonnen hat, in etwas gehemmt wird.

Diese Beispiele sind entscheidend. Sie lassen zugleich in erfreulicher Weise erkennen, wie sehr unser deutsches Land an der wissenschaftlichen Entwicklung der Technik teilgenommen hat. Ich bin nicht der Erste, der behauptet, daß eben hierin einer der Hauptgründe dafür zu erblicken ist, daß es der deutschen Industrie gelungen ist und fortschreitend gelingt, neben ihrer älteren Schwester, der englischen, Platz zu greifen.

Aber wir dürfen nicht unbedacht verallgemeinern. Es gibt wichtigste Gebiete der Technik, welche mit wissenschaftlichen Studien im engeren Sinne bisher nur wenig zu tun haben; ich nenne etwa die Textilindustrie oder den Bau von Automobilen und Fahrrädern. Es wäre interessant, unter dem Gesichtspunkte der Verbindung mit der Wissenschaft die verschiedenen Gebiete der Technik zu durchwandern und zu überlegen, warum die Dinge bald so, bald anders gestaltet sind, ob Notwendigkeiten vorliegen, die durch die Art der einzelnen Gebiete bedingt sind, oder Phasen der historischen Entwicklung, welche der Fortschritt bald überholen wird.

Statt weiter auszugreifen, möchte ich in diesem Betracht hier nur ein paar Worte über das jüngste Kind der heutigen Schaffensperiode sagen, den Liebling des Tages, die Motorluftschiffahrt und den mechanischen Flug. Es würde wenig angebracht sein, wenn ich als Theoretiker versuchen wollte, hier den wissenschaftlichen Gesichtspunkt einseitig in den Vordergrund zu stellen. Neben der großen technischen Konzeption ist es der unbeugsame Wille des Grafen Zeppelin, sein Wagemut, sein unerschütterliches Vertrauen auf den endlichen Sieg seiner guten Sache, die den Erfolg verbürgen und das Herz des deutschen Volkes gewonnen haben. Und ähnliches kann von den anderen Pionieren der neuen Technik gesagt werden. Aber wer näher zusieht, bemerkt, wie in der ganzen Entwicklung der aktiven Luftschiffahrt allerdings je länger je mehr sorgfältigste physikalische und mechanische Überlegungen zur Geltung kommen. Lilienthal, der mit seinem Gleitflieger als erster den Schwebeflug der Vögel erfolgreich nachahmte, hat bereits mit eingehenden Versuchen über den Luftwiderstand gewölbter Flächen eingesetzt. Entsprechendes ließe sich von Herrn v. Parseval berichten. Und Graf Zeppelin selbst hat sich je länger je mehr mit einem ganzen Stabe von Fachgelehrten umgeben. Alles spricht dafür, daß das Werk, welches jetzt in der Periode heroischer Entwicklung steht, auf dem Boden wissenschaftlicher Einzelarbeit weitere Förderung finden wird.

Ganz ähnlich dürften die Verhältnisse in vielen anderen Gebieten liegen, deren Aufzählung zu weit führen würde. Die Vertreter des Staats und die Leiter großer technischer Betriebe mögen ihre Aufmerksamkeit darauf gerichtet halten, um zu gegebener Zeit in richtiger Weise einzugreifen. Denn die wissenschaftliche Arbeit, wie sie hier verlangt wird, kann der Mithilfe leistungsfähiger Organisationen nicht entraten. Sie ist andererseits für das Gemeinwesen von der allergrößten Wichtigkeit. Man erwäge, daß in Zeiten ernster Bedrängnis, die unserer Nation nicht erspart bleiben werden, ein auch nur geringer Grad technischer Überlegenheit oder Unterlegenheit von entscheidender Bedeutung werden kann.

Wir haben soweit von dem Zusammengehen der wissenschaftlichen Forschung und der Technik gesprochen. Aber es gibt noch eine andere Art, wie die Wissenschaft die Technik unterstützt, die vielleicht noch weiter reicht, und die ich die unbewußte nennen möchte. Sie ruht auf der allgemeinen mathematisch-naturwissenschaftlichen Bildung, welche die ausübenden Persönlichkeiten — vom Erfinder herab bis zum Arbeiter, der die Einzelheiten herstellt — sich in der für sie in Betracht kommenden Form erworben haben mögen. Wir kennen keine Methode, um ein Genie zu schaffen, und auch die allgemeine Tüchtigkeit der Mitwirkenden ist ein Gut, das uns im wesentlichen von außen gegeben sein muß. Aber für die Verbreitung geeigneter mathematisch-naturwissenschaftlicher Kenntnisse und Fertigkeiten vermögen wir durch zweckmäßige Entwickelung unserer Unterrichtsanstalten außerordentlich viel zu tun. Hierüber wäre vieles zu sagen, wenn Zeit und Ort es gestatteten; ich würde glauben, dabei des Interesses meiner heutigen Zuhörerschaft von vornherein sicher zu sein. So

aber will ich mich darauf beschränken, zu tun, was mir heute besonders am Herzen liegt, nämlich die werten Gäste, welche aus allen Teilen Deutschlands hierhergekommen sind, auf die vorbildlichen Einrichtungen aufmerksam zu machen, die uns Bayern in dieser Richtung vor Augen führt.

Da haben wir zunächst, hier in München, ein wunderbar ausgebildetes System von Fortbildungsschulen und niederen Fachschulen als Ergebnis des Zusammenwirkens organisatorischer Kraft und weitreichender Opferfreudigkeit der Gemeindevertretung. Daß die heranwachsende Jugend, die nach Abschluß der Volksschule sich anschickt, in einen gewerblichen Beruf überzutreten, eingehender Fürsorge und Förderung bedarf, daß Kenntnis und Können dabei auf dem Boden der realen Verhältnisse entwickelt werden müssen, daß hierfür naturwissenschaftliches Sehen und Verstehen eine besonders wichtige Sache ist, das alles finden Sie hier in glänzender Weise bedacht —, die Ausstellung „München 1908" läßt uns darin interessante Einblicke tun. Kein Problem des Unterrichtswesens ist, auch für die Technik, im Augenblicke wichtiger als dieses: was wir für die breiten Schichten der heranwachsenden Jugend in der Zeit tun sollen, die zwischen Volksschule und Militärdienst liegt. Die Allgemeinheit hat hier bisher zu wenig eingegriffen und den Einzelnen zu sehr der Gefahr ausgesetzt, auf Abwege zu geraten. Die Überzeugung, daß mit großen Mitteln wohlbedachte Abhilfe geschaffen werden muß, verbreitet sich auch in Norddeutschland immer mehr, und allgemeinstes Interesse wendet sich dabei den mustergültigen Einrichtungen zu, die uns München vor Augen führt.

Des ferneren darf ich von der Berücksichtigung unserer Interessen an den hiesigen höheren Schulen (oder, wie es in Bayern heißt, den Mittelschulen) einiges sagen. Die befreiende Losung, von der die moderne Entwicklung dieser Schulen beherrscht wird, kam 1900 aus Norddeutschland: daß es verschiedene Typen nebeneinanderstehender Schulen geben soll, welche den verschiedenen Arten der Begabung der Schüler und der späteren Berufsanforderungen gleichmäßig gerecht werden und unter allgemeinen Gesichtspunkten als gleichwertig anzusehen sind. Wir müssen leider sagen, daß Mathematik und Naturwissenschaft einige Zeit brauchten, um die große in diesem Programm für sie enthaltene Wirkungsmöglichkeit zu erfassen. Es war erst 1904, daß die Gesellschaft deutscher Naturforscher und Ärzte hierfür eine eigene Unterrichtskommission einsetzte, welche Weihnachten 1907 einen zusammenfassenden Gesamtbericht veröffentlichte. Nun haben wir uns im Norden über das Entgegenkommen der maßgebenden Instanzen nicht etwa zu beklagen, aber wir sehen uns überall durch den Umstand gehemmt, daß die bestehenden Schulen bei uns, auch die realistischen, im wesentlichen Sprachschulen sind (unterschieden nur dadurch, ob der Nachdruck mehr auf die klassischen oder die modernen Sprachen gelegt wird). Erst die bayrische Unterrichtsverwaltung hat den uns ebenso erfreuenden als überraschenden Schritt getan, bei der Einführung ihrer neuen Oberrealschulen im vorigen Jahre ausdrücklich zu erklären, daß der Charakter dieser Anstalten in erster Linie ein mathematisch-naturwissenschaftlicher sein soll. Und das Zeitmaß für unsere Fächer und ihre methodische Ausgestaltung hat sie dabei ganz so bemessen, daß unsere wohlerwogenen Wünsche ganz befriedigt werden. Die Naturwissenschaft wird mit sieben Stunden durch alle Klassen durchgeführt, womit die Möglichkeit gegeben ist, neben Physik und Chemie auch den biologischen Disziplinen den erforderlichen Raum zu gewähren. Überall stehen praktische Übungen der Schüler im Vordergrund. Und dem mathematischen Unterricht hat man ganz das Gepräge gegeben, welches von der modernen Reformbewegung verlangt wird: daß durch frühzeitige Einführung des Funktionsbegriffs und seiner graphischen Darstellung der Schüler befähigt werde, die Bedeutung der Mathematik innerhalb des heutigen Kulturlebens in ihrer großen Einfachheit richtig zu verstehen.

Gestatten Sie endlich, dem früheren Professor der hiesigen technischen Hochschule zum Ruhme dieser hervorragenden Anstalt einige wenige Worte zu sagen, welche seitens der heute hier versammelten Zuhörerschaft gewiß auf volles Verständnis rechnen dürfen. Die Mehrzahl der Anwesenden weiß noch aus eigener Erinnerung, daß wir vor 10 bis 15 Jahren an den technischen Hochschulen Deutschlands lebhafte Auseinandersetzungen zwischen den mehr auf die Praxis gerichteten Vertretern des Ingenieurwesens und den mehr abstrakt interessierten Professoren der mathematisch-naturwissenschaftlichen Disziplinen hatten. Nun ist ja theoretisch dieser Kampf längst im positiven Sinne geschlichtet, indem sich die Überzeugung von der Notwendigkeit engsten Zusammenwirkens der beiden Richtungen in neuer Form — auf Grund etwa der folgenden Leitsätze durchgesetzt hat:

1. Der Unterricht in den mathematisch-naturwissenschaftlichen Fächern an den technischen Hochschulen hat sich dem allgemeinen Unterrichtszweck der Anstalt einzufügen.

2. Andererseits bedarf die technische Unterweisung durchaus einer sorgfältigen mathematisch-naturwissenschaftlichen Grundlegung; ein allgemeiner technischer Unterricht auf Grund allein genialer Intuition ist unmöglich.

3. Darüber hinaus ist eine Minderzahl besonders veranlagter Ingenieure nach den verschiedenen in Betracht kommenden mathematisch-naturwissenschaftlichen Richtungen so weit zu fördern, daß sie gegebenenfalls, wo neue Verbindungen zwischen Wissenschaft und Technik in Zukunft erforderlich werden, mit eigenen Untersuchungen einsetzen kann.

Aber es fehlt doch noch manches, daß diese theoretischen Formulierungen (die sich ja aus der in meinem heutigen Vortrag dargelegten Auffassungsweise sozusagen von selbst ergeben) überall in der Praxis zur vollen Geltung gekommen wären.

Um so erfreulicher ist es zu sehen, wie an der Münchener Hochschule beide nebeneinander in Betracht kommenden Richtungen unter ausführlicher Bezugnahme Hand in Hand gehen. Und als äußeres Zeichen dafür hat hier — und bisher hier allein — die Abteilung für allgemeine Wissenschaften im Kreise der übrigen diejenige gleichberechtigte Stellung, die sie im eigenen Interesse wie im Interesse der Gesamtanstalt fordern muß, indem sie gleich den anderen das Recht hat, die höchste Würde, welche die Anstalt verleiht, den Doktor der technischen Wissenschaften, zu erteilen. Zugleich ist hier von alters her eine andere für uns besonders wichtige Frage in befriedigender Weise geordnet, indem die Technische Hochschule ihren ganz bestimmten Anteil an der wissenschaftlichen Ausbildung der Lehramtskandidaten der Mathematik und Naturwissenschaften hat. Wenn sich diese Ordnung nicht ohne weiteres auf unsere norddeutschen Verhältnisse übertragen läßt, so erfordert sie trotzdem sorgfältigste Beachtung.

Und nun die Krönung der hiesigen für das Zusammengehen von Wissenschaft und Technik so wichtigen Bestrebungen! Das ist diejenige Schöpfung, der unsere heutige Feier gilt, das Deutsche Museum selbst. Dürfen wir dasselbe doch als eine Unterrichtsanstalt ansehen, als eine Unterrichtsanstalt größten Stils, welche dem Bildungsbedürfnisse nicht irgendwie abgegrenzter Kreise, sondern der Gesamtheit entgegenkommt und damit dem großen Grundsatz gerecht wird, daß es mit der zunftmäßigen Einengung gelehrter Studien heute nicht mehr getan ist, sondern daß darüber hinaus jedermann ein Anrecht auf die seinen Interessen und seiner Vorbereitung entsprechende Kenntnisnahme der erzielten Fortschritte hat. Es ist wunderbar, wie dieser Grundgedanke überall, wo seine Ausführung auch nur durch Vermittelung des gedruckten Führers bekannt wird — bei Männern und bei Frauen der verschiedensten Stände —, sofortiges Verständnis und begeisterte Zustimmung findet. Man beneidet insbesondere um das neugeschaffene Bildungsmittel die heranwachsende Jugend. Wie ist es denn uns Älteren noch gegangen, wenn wir als Knaben irgendwelche Kenntnis von der Tätigkeit in Fabriken gewinnen wollten? Wir drangen vielleicht ohne Erlaubnis in das Gebäude ein, um meist bald durch irgendein Machtwort veranlaßt zu sein, den Ausgang wiederzugewinnen; jedenfalls aber war von irgendeiner Erklärung der in Betracht kommenden Prozesse oder gar einer Darlegung ihres Zusammenhangs mit allgemeinen wissenschaftlichen Prinzipien keine Spur. Durch die Einrichtung des Deutschen Museums hat die lernbegierige Jugend ein ganz anderes Sprungbrett für eigene spätere Leistungen gewonnen. Harte Arbeit soll ihr darum nicht erspart bleiben, denn ohne sie erstarkt weder der Charakter noch die intellektuelle Fähigkeit. Aber sie braucht nicht mehr im Dunkeln zu tappen; ihre Anstrengung kann sofort auf klar erkennbare Ziele gerichtet werden.

Hochverehrte Anwesende! Ich werde mich unter den heute gegebenen Umständen nicht noch ausführlicher über die interessanten hiermit berührten Organisationsfragen und ihre Wichtigkeit für die moderne Kultur verbreiten dürfen. Ich meine aber in Ihrer aller Sinne zu handeln, wenn ich Sie nun zum Schlusse bitte, jenen Männern, die zum Zustandekommen der hiesigen so bemerkenswerten Einrichtungen beigetragen haben, den Gründern des Deutschen Museums insbesondere, allen voran dem hohen Protektor des Deutschen Museums, Seiner Königlichen Hoheit dem Prinzen Ludwig, durch Erheben von Ihren Plätzen Ihren tiefempfundenen Dank auszudrücken. Wir vereinigen uns in dem Rufe: Seine Königliche Hoheit Prinz Ludwig lebe hoch! hoch! hoch!

(Eingegangen 21. Oktober 1908.)

BESPRECHUNGEN.

J. P. Kuenen, Die Zustandsgleichung der Gase und Flüssigkeiten und die Kontinuitätstheorie. (Die Wissenschaft. Heft 20.) 8. X u. 241 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 6.50, gebunden M. 7.—

Eine überaus gründliche und geschickte Darstellung des schwierigen Problemes, die niemand versäumen möge zu Rate zu ziehen, der auf diesem Gebiete arbeitet. Die einschlägige Literatur ist bis auf die neueste Zeit in dem Kuenenschen Buche verwertet worden.

E. Bose.

B. Weinstein, Thermodynamik und Kinetik der Körper. gr. 8. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. Band III. Erster Halbband. Die verdünnten Lösungen, die Dissoziation, Thermodynamik der Elektrizität und des Magnetismus (Erster Teil). XVI u. 464 S. 1905. M. 12.—. Band III. Zweiter Halbband. Thermodynamik der Elektrizität und des Magnetismus (Zweiter Teil). Elektrochemie. XX u. 1189 S. 1908. M. 24.—

Dieser letzte Band des großen Werkes, zu dessen Anfertigung eine Arbeit von 20 Jahren nötig war, behandelt die folgenden Abschnitte: die verdünnten Lösungen, Darstellung der physikalischen Eigenschaften und der thermodynamischen Größen verdünnter Lösungen, osmotisches Gleichgewicht verdünnter Lösungen, Dissoziation und Assoziation, Spannung und Gefriertemperatur verdünnter Lösungen, allgemeine Theorie der Elektrizität und des Magnetismus und der elektromagnetischen Energien, Energie elektrischer Ladungen und Entladungen, Energie der Magnetisierung, der Entmagnetisierung, der Elektro- und Magnetostriktion, die kinetische Energie der Ströme und Magnete, Joules Gesetz, Thermostrom, Peltier- und Thomson-Wärme, thermomagnetische und galvanomagnetische Wirkungen, die elektromotorischen Kräfte des galvanischen Stromes, metallische Leitung und Elektronen, elektrolytische Leitung fester und flüssiger Elektrolyte, Leitfähigkeit und Dissoziation, Leitfähigkeit und Affinität, Elektrolyse und galvanische Erzeugung des elektrischen Stromes, elektromotorische Kraft und Dissoziation, Oxydations- und Reduktionselemente, kinetisch-hydrodynamische Theorien der galvanischen Kette von Nernst und Planck, Diffusionskette.

Wie schon aus diesen Kapitelüberschriften hervorgeht, ist der Inhalt so reichhaltig, daß eine eingehende Besprechung der einzelnen Abschnitte nicht möglich ist. Dem Verfasser gebührt der Dank aller Fachgenossen, die auf diesem Gebiet arbeiten, dafür, daß er das überaus große Material zu einem einheitlich Ganzen zusammengearbeitet und kritisch gesichtet hat, und dieser Dank wird ihm sicher auch von denen zu Teil werden, die an einzelnen Stellen mit seinen Ausführungen nicht einverstanden sind; so schränkt er z. B. nach Ansicht des Referenten die Bedeutung der van't Hoffschen Theorie allzusehr ein. In diesem Kapitel und ebenso in dem sich anschließenden über die Dissoziation hat er die Theorie vollständig neu bearbeitet und die in Anwendung befindlichen Annäherungsformeln durch möglichst genaue zu ersetzen und überall deren Geltungsbereich festzustellen versucht. Dasselbe gilt von den Gleichungen, welche der Verfasser auf anderen Gebieten z. B. in der Theorie der Gefrierpunktserniedrigung und Dampfspannung durch gelöste Körper aufgestellt hat; im Vergleich zu den bisher benutzten Formeln treten allerdings in der neuen eine Reihe von unbestimmten Koeffizienten auf, wodurch der Wert wesentlich eingeschränkt wird.

Besonders hervorgehoben möge auch das Kapitel über die bahnbrechende Theorie von Nernst über das chemische Gleichgewicht werden.

Ein eingehendes Sach- und Namenregister über das ganze Werk erhöht die Brauchbarkeit des Buches.

Der Verfasser schreibt am Schluß der Vorrede: „Ich darf wohl hoffen, daß mein Buch zur Klärung der Ideen und zum Fortschritt der Wissenschaft beitragen wird. Ich habe mit vieler Freude feststellen können, daß nicht wenige in den bisher herausgegebenen Bänden niedergelegten Ausführungen und Meinungen inzwischen Anerkennung gefunden haben." Sicher wird das gleiche auch von diesem Schlußband gelten; die Kritik wird die Ideen klären und die vielen neuen Gedanken werden für die Wissenschaft reiche Früchte tragen.

G. C. Schmidt.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Leipzig Dr. George Jaffé für Physik, an der Universität Bonn Professor Curtius Müller (von der Landwirtschaftlichen Akademie zu Bonn-Poppelsdorf) mit einem Lehrauftrag für niedere Geodäsie.

Verliehen: Dem Privatdozent für chemische Technologie, speziell Färberei und Zeugdruck, an der deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Karl Weinreb der Titel a. o. Professor, den Professoren Dr. Josef Habermann (allgemeine und analytische Chemie) und Alfred Musil (Maschinenelemente) an der deutschen Technischen Hochschule Brünn und dem Professor Wenzel Rehorovsky (allgemeine Mechanik und Hydromechanik) an der böhmischen Technischen Hochschule Brünn der Titel e. Hofrates.

Ernannt: Der Gymnasiallehrer Dr. Kollros in Lachaux-defonds zum Professor der darstellenden Geometrie an der Technischen Hochschule Zürich, der Ingenieur Baeschlin in Bern zum Professor der Geodäsie und Topographie an derselben Hochschule, der Professor an der Lehranstalt für Textilindustrie in Brünn Gustav Ulrich zum ord. Professor für chemische Technologie an der deutschen Technischen Hochschule daselbst, Dr. Bruno Meyermann in Göttingen zum Leiter des neu zu errichtenden Observatoriums in Tsingtau.

Berufen: Zum ord. Professor für allgemeine und analytische Chemie an der deutschen Technischen Hochschule Prag der a. o. Professor an der deutschen Universität Prag Dr. Hans Meyer, zum a. o. Professor für chemische Technologie an der deutschen Technischen Hochschule Prag der Privatdozent an der deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Hugo Ditz.

Nobelpreise: Für 1908 wurden erteilt Dr. Gabriel Lippmann, o. Professor der Physik an der Universität Paris, für Physik, Ernest Rutherford, o. Professor an der Universität Manchester, für Chemie.

Gestorben: In Córdoba (Argentinien) der Direktor der Sternwarte Dr. John Macon Thome.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.